

Physikalische Berichte

als Fortsetzung der „Fortschritte der Physik“ und des „Halbmonatlichen Literaturverzeichnisses“ sowie der „Beiblätter zu den Annalen der Physik“

gemeinsam herausgegeben von der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

und der

Deutschen Gesellschaft für technische Physik

unter der Redaktion von Karl Scheel

5. Jahrgang

15. November 1924

Nr. 22

1. Allgemeines.

Georg Gehlhoff. Lehrbuch der technischen Physik für fortgeschrittene Studenten und Ingenieure. Unter Mitwirkung zahlreicher Fachgenossen herausgegeben. Erster Band. Maße und Messen, Mechanik, Akustik und Thermodynamik. Mit 248 Abbildungen im Text. XIII und 386 S. Leipzig, Verlag von Johann Ambrosius Barth, 1924. Inhalt: 1. Maß und Messen von G. Berndt; 2. Mechanik von L. Hopf und Th. v. Kármán; 3. Akustik von W. Hahneemann und H. Hecht; 4. Thermodynamik: Wärmetheorie, Thermometrie, Kalorimetrie, Wärmeausdehnung, Wärmeleitung, Änderung des Aggregatzustandes; Gase und Dämpfe von Walther Meissner; Kraft- und Arbeitsmaschinen für flüssige und gasförmige Mittel von G. Flügel; Kältetechnik von Edmund Altenkirch; Explosionsvorgänge von R. Becker. SCHEEL.

Fourth international congress of refrigeration, London june 1924. First international commission of the international institute of refrigeration. Reports and communications presented by the president H. Kamerlingh Onnes. VIII, 229, 29 und 2 S. Leiden, Eduard Ijdo, 1924. SCHEEL.

Vladimir Njegovan. Biologija genija. Publ. Jugo-Slav. Inst. Ac. of Nat. Coll. 1, Nr. 2, 26 S., Zagreb 1924. (Serbokroatisch.) Zuerst gibt der Verf. die Biographie der verschiedenen Repräsentanten der Naturwissenschaften (H. Davy, M. Faraday, J. Liebig, J. R. Mayer, L. Pasteur und D. I. Mendeleejev) und dann versucht er, unterstützt durch die Untersuchungen von De Candolle, Ostwald und Lockemann, einige Schlüsse bezüglich Kennzeichen, Arbeitsweise und Nationalität der Genien zu ziehen. Zum Schluß betont der Verf. die Aufgaben eines Hochschullehrers und gibt den jungen Kommilitonen, speziell den Physikern und Chemikern, sehr gute Winke. Eine ausführliche Zusammenfassung in französischer Sprache ist beigelegt. S. MONODROVIĆ.

John Allen Harker, 1870—1923. Proc. Roy. Soc. London (A) 105, 1924, Nr. 734, Obituary notices, S. XI—XIII.

Herbert McLeod, 1841—1923. Proc. Roy. Soc. London (A) 105, 1924, Nr. 734, Obituary notices, S. X—XI.

M. v. Laue. W. Nernst zum 60. Geburtstag am 25. Juni 1924. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 5, 42—43, 1924, Nr. 3.

Walter König. Georg Hermann Quinckes Leben und Schaffen. Nach einer im Gauverein Hessen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft am 31. Mai zu Gießen gehaltenen Gedächtnisrede. Naturwissensch. 12, 621—627, 1924, Nr. 31.

Georg Hermann Quincke, 1834—1924. Proc. Roy. Soc. London (A) 105, 1924, Nr. 734, Obituary notices, S. XIII—XV.

A. Buhl. Sur l'origine commune de l'électromagnétisme et de la géométrie différentielle. C. R. 178, 1801—1802, 1924, Nr. 22. SCHEEL.

C. Runge. Graphische Integrationsmethoden. ZS. f. techn. Phys. 5, 161—165, 1924, Nr. 5. (Nach einem Vortrag in der Deutschen Gesellschaft für technische Physik.) Im Eingang werden einige algebraische Konstruktionen behandelt. Weniger bekannt dürfte die quadratische Interpolation sein: durch drei gegebene Punkte A , B und C soll ein Parabelbogen derart gelegt werden, daß zu vorgeschriebener Abszisse der Parabelpunkt P_1 gefunden werden kann. Man zeichnet AB und wählt B_1 senkrecht unter (über) B , zieht B_1C_1 parallel zur Abszissenachse und bestimmt C_1 senkrecht unter (über) C . Auf der Geraden C_1B wird P mit gegebener Abszisse gewählt, PB_2 parallel B_1C_1 gezogen (B_2 auf BB_1); dann liegt P_1 auf AB_2 . — Referent erlaubt sich zu bemerken, daß die Konstruktion ein projektives Bild des von Wright angegebenen Verfahrens darstellt. (Vgl. diese Ber. 2, 1189, 1921.) — Des weiteren werden der Begriff der Integralkurve und der Differentialkurve an einfachen Beispielen eingeführt. Die Integration einer Gleichung $\frac{dy}{dx} = f(x, y)$ wird durch Polygonkonstruktion im Richtungsfelde $f(x, y) = \text{const}$ geleistet und durch aufeinanderfolgende Annäherungen verbessert. SCHWERDT.

A. Haerpfer. Die Konstanten des Polarplanimeters. ZS. f. Instrkde. 44, 270—274, 1924, Nr. 6. Die bisher entwickelten Methoden beruhen nicht auf der Gaußschen Fehlertheorie. Verf. ermittelt die Instrumentkonstanten nach der Methode der kleinsten Quadratsumme. Es handelt sich erstens um die Korrektion a_0 , die an einer eingestellten Fahrarmlänge a anzubringen ist, um die wahre Länge $s = a - a_0$ zu erhalten, zweitens um den Radius r der Meßrolle. — Man umfährt eine konstante Figur mehrmals bei verschiedenen Armlängen: $\frac{1}{r} \cdot \text{const} = na - na_0$, wenn n jeweils die Differenz der Ablesungen darstellt. Setzt man $\frac{1}{r} = x$, $a_0 = y$, so handelt es sich um die Funktion $p \cdot x + n \cdot y - na = 0$. Man führt Näherungswerte x_0 und y_0 ein, so daß sich für x , y und n die Verbesserungen bzw. ξ , η , v ergeben:

$$p(x_0 + \xi) + (n + v)(y_0 + \eta) - (n + v) \cdot a = 0.$$

Bei Vernachlässigung der Glieder höherer Ordnung ergibt sich mit $\frac{p}{a} = p'$, $\frac{n}{a} = n'$ die Fehlergleichung $v = -l + p' \cdot \xi + n' \cdot \eta$. Verf. teilt neun auf das Ottische Instrument 12614 bezügliche Gleichungen mit, aus denen in bekannter Weise die Normalgleichungen gefunden werden. Eine Untersuchung der Genauigkeit liefert im vorliegenden Falle $r = 9,5686 \pm 0,0022$ mm, $a_0 = 0,4936 \pm 0,0342$ mm. SCHWERDT.

K. Friedrich. Neue Grundlagen und Anwendungen der Vektorrechnung. Eine Anleitung zum Zahlenrechnen mit Vektoren (insbesondere für Geodäten, Bau-, Maschinen- und Elektro-Ingenieure) nebst einfachen Vektorlösungen für die Hauptaufgaben der technischen Praxis. VI und 102 S. München und Berlin, R. Oldenbourg,

1921. In diesem interessanten, für die Praxis geschriebenen, leicht faßlichen Band gibt der Verf. eine Anleitung, wie eine große Zahl von geometrischen Problemen, zu deren Lösungen zumeist umständliche Rechnungen, Konstruktionen verwendet wurden, mit Benutzung der Gaußschen Vektoren, nämlich der gewöhnlichen komplexen Zahlen äußerst übersichtlich und mit wenig Arbeit erledigt werden kann. Eine Erleichterung dafür ist das vom Verf. angegebene „Vektorinstrument“ (D. R.-P. Nr. 333548) und eine geeignete Kurzschrift zur Kennzeichnung von Strecken der Größe und Richtung nach. Das Vektorinstrument besteht in der Hauptsache aus einem Teilkreis (zweckmäßig etwa 15 cm Radius, um bei der Rechnung etwa die Genauigkeit des Rechenschiebers zu erhalten), der in einem quadratischen Rahmen liegt, und zwar um den Mittelpunkt (zugleich Mittelpunkt des umschriebenen Quadratrahmens) drehbar befestigt ist, so daß der Nullgradradius der Kreisteilung gegen die Verbindungslinie: Mittelpunkt—Quadratberührungspunkt verdreht werden kann. Einen ebenfalls um den Mittelpunkt drehbaren Zeiger kann man auf einen bestimmten Winkelteilstrich der Kreisteilung einstellen. Dieser trägt, ebenso wie die eine Seite des Quadrats eine Millimeterteilung. Über das Quadrat und den Teilkreis hinwegschiebbar ist nun ferner ein Lineal, und zwar so, daß es immer senkrecht zu der geteilten Quadratseite bleibt; es trägt ebenfalls eine Millimeterteilung und ist noch in seiner eigenen Richtung verschiebbar. Die Summierung zweier Strecken A, B , die z. B. gegen eine feste Richtung die Winkel 135° und 23° bilden und 4,8 bzw. 5,6 Längeneinheiten groß sind, geschieht mit dem Instrument in folgender Weise: Der Zeiger wird auf dem Teilkreis auf den Winkel 135° eingestellt, der Teilkreis (samt Zeiger) gegen den Nullpunkt auf der einen Quadratseite (deren Mittelpunkt) um den Winkel 23° verdreht. Dann sind die Richtungen der beiden Strecken A und B gegen eine Nulllinie (nämlich die des Teilkreises) an dem Instrument festgelegt, A fällt in die Zeigerrichtung, B ist parallel zur einen Quadratseite, also parallel zu dem darüber verschiebbaren Lineal. Verschiebt man dieses nun so, daß der Nullpunkt desselben gerade mit dem Millimeterteilstrich 48 des Zeigers zusammenfällt, so gibt die Verbindungslinie des Kreismittelpunktes mit dem Millimeterteilstrich 56 des Lineals der Länge und Richtung nach (gegen die Nulllinie der Kreisteilung) die geometrische Addition $A + B$. Zur bequemen Ablesung bringt man in diese Richtung dann den Zeiger aus seiner ursprünglichen Richtung (135°). — Der Teilkreis ist noch mit einer logarithmischen Teilung versehen, um auch Exponential- und Hyperbelfunktionen ermitteln zu können, und mit einigen anderen kleineren Einzelheiten. In den ersten zwei Abschnitten des Buches zeigt der Verf. die Anwendbarkeit seines Instrumentes und der Gaußschen Vektoren zu Dreieckskonstruktionen, zur Auflösung von Gleichungen verschiedenster Art (1., 2., 4., 5. Grades). Im dritten Abschnitt behandelt er die räumlichen Vektoren in Exponentialdarstellung und das Rechnen mit diesen. Abschnitt 4 und 5 sind der Anwendung dieser Rechenmethode auf Statik, Kinematik, Elektrotechnik und auf die Geodäsie gewidmet. Besonders in der graphischen Statik und der Geodäsie wird sich die Methode mit großem Vorteil verwenden lassen. Vorwärtsabschnitt, Rückwärtseinschnitt, Ausgleichung von Polygonzügen lassen sich in erstaunlich einfacher und schneller Weise berechnen.

VALENTINER.

Franz Hennig. Ein neuer Registriertheodolit. ZS. f. Feinmech. u. Präzision 32, 198—199, 1924, Nr. 17. Zur Bestimmung von Windgeschwindigkeit und -richtung mittels Pilotballon muß man Azimut und Höhenwinkel bestimmen, während sich die Höhe CB des Ballons aus der Flugzeit ergibt. Das neue Instrument arbeitet so, daß es das Dreieck ABC (A Ort des Theodolits, B Ort des Ballons, C seine Projektion auf die durch A gehende Horizontalebene) in verkleinertem Maßstabe nachbildet, indem

ein durch *A* gehender Punktierstab stets in Richtung der Visierlinie *AB* gehalten wird, während sich das Diagrammblatt parallel zu *AC* im Verhältnis der Steigung des Ballons senkt. Der Durchstoßpunkt *D* in Rückwärtsverlängerung von *BA* gibt die jeweilige Lage des Fußpunktes des Ballonortes. — Das geknickte Prismenfernrohr hat 20fache Vergrößerung; zum leichten Auffinden des Ballons ist ein Sucher mit 2,5facher Vergrößerung und 14,5° Gesichtsfeld eingebaut. Azimut und Höhenwinkel sind auch an Teilkreisen mittels Nonien abzulesen. Das Punktierwerk wird durch Bowdenzug von Hand betätigt (wobei jedes fünfte Loch selbsttätig stärker ausgebildet wird). Gleichzeitig senkt sich dabei der Tisch jedesmal um eine bestimmte Strecke. Zu dem Instrument gehört ein Minutenschlagwerk mit Vorwarnung. BERNDT.

Hellmut W. Klever, Robert Bilfinger und Karl Mauch. Über die Beziehung zwischen den Ausflußzeiten des Kleverschen Schnellviskosimeters und des Englerschen Viskosimeters. ZS. f. angew. Chem. **37**, 693—695, 1924, Nr. 36. Trägt man die Ausflußzeiten mit dem Kleverschen Apparat als Abszissen, die mit dem Englerschen Viskosimeter erhaltenen als Ordinaten auf, so ergeben sich (mit 16 Eichhölen) schwach konkav verlaufende Kurven, die für jede Pipette individuell verschieden sind, so daß keine Gesetzmäßigkeiten abgeleitet werden können. BERNDT.

Hellmut W. Klever. Schnellviskosimeter. ZS. f. angew. Chem. **37**, 696—697, 1924, Nr. 36. Das Schnellviskosimeter besteht aus einem Heizbade (Becherglas), Ölvorratsgefäß (großes Reagenzglas mit etwa 30 ccm Öl) und einer in diesem auf und ab zu bewegenden Meßpipette aus Glas, mit Niveaumarken ober- und unterhalb der Aufbauchung, an die eine Messingkapillare gekittet ist. Beobachtet wird die Ausflußzeit zwischen zwei Marken. Eine gesetzmäßige Beziehung zu den Ergebnissen des Engler-Viskosimeters besteht nicht, so daß jede Pipette besonders geeicht werden muß. BERNDT.

Rich. Nerrlich. Exposimeter zur Prüfung aller Arten photographischer Momentverschlüsse. ZS. f. Instrkde. **44**, 141—155, 1924, Nr. 4. Die Wirkungsweise des Exposimeters ist folgendermaßen: Dicht vor einer geradlinigen Skale mit weißen Strichen auf mattschwarzem Grund bewegen sich geradlinig, mit gleichmäßiger, bekannter Geschwindigkeit, in gleichem Abstände durch Schnüre zu einem endlosen Bande, dem Meßbande, verbundene Aluminiumrippen. Das Meßband, das wagerecht und senkrecht laufen kann, läuft über zwei Walzen, die durch ein Gewichtsuhrwerk getrieben werden. Sein Gang kann auf Werte von $\frac{1}{2}$ bis $\frac{25}{1000}$ Sekunde pro Skalenteil eingestellt werden. Wird nun die Skale des laufenden Exposimeters mittels des zu prüfenden Verschlusses photographisch aufgenommen, so werden auf ihr die Wege der belichteten Spiegelchen als geradlinige Striche, die Meßstriche, aufgenommen, deren Länge in Skalenteilen sofort die Belichtungsdauer des Verschlusses ergibt. Aus der Form und Lage der Meßstriche sind die charakteristischen Eigenschaften bzw. Fehler des Verschlusses zu ersehen. So kann man hieraus z. B. klar die Vorzüge bzw. Nachteile eines Objektivverschlusses und eines Platten- (Schlitz-) Verschlusses erkennen: Beim Objektivverschluß sind die Striche normalerweise alle gleich lang und senkrecht übereinander geordnet, entsprechend der Eigenschaft des Objektivverschlusses, die ganze Platte von Anfang der Belichtung an zu belichten. Beim Plattenverschluß haben die Striche die deutlich ausgeprägte Form einer Zigarre und sind nicht senkrecht übereinander, sondern gegeneinander verschoben abgebildet, da der Schlitzverschluß die Platte nacheinander belichtet, wodurch bei Aufnahme bewegter Gegenstände eine Verzerrung des Bildes hervorgerufen wird. — Die genaue Handhabung und der Mechanismus des Apparates werden ausführlich besprochen. MEIDINGER.

G. Berndt. Kugellager-Passungen. ZS. f. Feinmech. u. Präzision **32**, 193—198, 1924, Nr. 17. Bereits berichtet nach der Veröffentlichung in Loewe-Not. **9**, 33, 1924. Vgl. diese Ber. S. 1253. BERNDT.

David F. Smith and Nelson W. Taylor. A simple pressure-measuring device for use with corrosive gases. Journ. Amer. Chem. Soc. **46**, 1393—1396, 1924, Nr. 6. Im Jahre 1920 haben Daniels und Bright einen Apparat ganz aus Glas konstruiert, der den Druck eines Gases, das das im Manometer befindliche Quecksilber angreifen würde, zu messen gestattet. Sie schlossen dazu das schädliche Gas von der übrigen Apparatur ab, indem sie ein platinirtes Diaphragma als Scheidewand verwendeten. Dieses Diaphragma wurde durchgebogen, sobald der Druck des abgesonderten Gases von dem in der übrigen Apparatur verschieden war. Der Druck in der Hauptapparatur aber wurde so lange reguliert, bis die Scheidewand gegen ein seitlich angebrachtes Rohr, das am oberen Ende ebenfalls platinirt war, keine metallische Berührung mehr gab. Dieses zeigte die Unterbrechung eines elektrischen Stromes an. Die Verf. nun vereinfachten den Apparat, indem sie das Platinieren, das für die Empfindlichkeit des Instrumentes sehr sorgfältig durchgeführt sein muß und daher große Übung voraussetzt, fortlassen und die infolge Druckverschiedenheit bedingte Durchbiegung des Diaphragmas, die ein Knattern hervorruft, mit einem Mikrophon feststellen. Bei Druckgleichheit wird das Diaphragma in seiner ursprünglichen Lage sein. Beispiele, die die Verf. anführen, zeigen, daß auf diese Weise eindeutig und jederzeit reproduzierbar Dampfdrucke gemessen werden können. H. EBERT.

Hugo Stintzing. Eine technische Hochvakuum-Quecksilber-Dampfstrahlpumpe. Berichtigung. ZS. f. techn. Phys. **5**, 314—316, 1924, Nr. 7. Die Berichtigung bringt vor allem eine neue Zusammenstellung der früheren Arbeit (s. diese Ber. **4**, 444, 1923). Bei der ersten Veröffentlichung ist durch eine vom Verf. nicht gewollte Kürzung der Text zum Teil entstellt worden. H. EBERT.

S. Dushman and C. G. Found. Studies with the ionization gauge. I. Construction and method of calibration. Phys. Rev. (2) **17**, 7—19, 1921, Nr. 1. [S. 1568.]

C. G. Found and S. Dushman. Studies with ionization gauge. II. Relation between ionization Current at Constant Pressure and Number of Electrons per Molecule. Phys. Rev. (2) **23**, 734—743, 1924, Nr. 6. [S. 1569.] GEHRTS.

O. Mügge. Über die kristallographische Orientierung beliebiger Schnitte tetragonaler und hexagonaler Kristalle mit Hilfe der Auslöschungsrichtung und der Spuren (oder Spaltrisse) nach den Flächen der Säule I. oder II. Ordnung. Centralbl. f. Min. 1924, S. 385—389, Nr. 13. [S. 1587.] A. WENZEL.

2. Allgemeine Grundlagen der Physik.

G. v. Gleich. Zur Kritik der Relativitätstheorie vom mathematisch-physikalischen Standpunkte aus. ZS. f. Phys. **25**, 230—246, 1924, Nr. 3. In dieser Arbeit unterwirft der Verf. die Relativitätstheorie einer Kritik und versucht zu beweisen, daß ihre Ergebnisse sich aus rein formalistischen Bedürfnissen herzsreiben, und daß sie nicht hinreichend durch Erfahrungstatsachen gestützt werden. Zunächst versucht er den Nachweis zu führen, daß die Relativierung der Zeit sich

nur aus der Übernahme der Lorentz'schen Theorie herleitet. Die mathematische Einkleidung, die sich der Tensoranalysis des vierdimensionalen Raumes bedient, sei für den weniger tief Blickenden bestechend und verdecke die dürftige physikalische Begründung. Der Anstoß zur Benutzung des Invarianzprinzips rührt von der Deutung des Michelson'schen Interferenzversuches her und wird in der allgemeinen Relativitätstheorie eines der Grundprinzipien. Die Relativierung der Zeit und der Gleichzeitigkeit erfährt eine eingehende Kritik. Hierbei beweist er vor allem, wie unbefriedigend der Versuch Einsteins ist, durch ein Beispiel diese Begriffe plausibel zu machen. Zur Besprechung der allgemeinen Relativitätstheorie übergehend, tadelt er, daß die Einsteinsche Theorie hier nicht zu eindeutigen Ergebnissen führt, eine Kritik, die bereits von dem Physiker Le Roux geübt worden ist. In der Tat sind die von Einstein eingeführten Potentiale keine eindeutigen Funktionen der Koordinaten, wodurch die Lösung der Differentialgleichungen vieldeutig sind. Zu der Prüfung der Einsteinschen Theorie an der Erfahrung übergehend, vertritt Verf. die Meinung, daß die Bewegung des Merkurperihels, die Ablenkung der Lichtstrahlen, die Rotverschiebung, einerseits durch Beobachtungen bisher nicht erwiesen sind, und daß andererseits mindestens ebenso gute plausible andere Deutungen dieser Erscheinungen existierten. Die hier speziell angeführten Deutungen enthalten aber tatsächlich vollkommen willkürliche, auf keine physikalischen Tatsachen gestützte Annahmen, so daß Ref. sie als erkenntnistheoretisch, nicht als gleichwertig mit den Einsteinschen Ableitungen trotz der offenbaren Mängel der letzteren anzuerkennen vermag. Um z. B. den doppelten Wert der Soldnerschen Lichtablenkung zu erhalten, wird von Gehrcke die Annahme eingeführt, das Licht sei doppelt so schwer als die Materie. Warum das Licht doppelt so schwer sein soll als die gewöhnliche Materie, wird nicht erklärt. Bei der Besprechung der Theorie der Rotverschiebung durch Lenard meint Verf., es wäre die natürlichste Darstellung, weil sie im Einklang mit der Planckschen Quantenbeziehung und der Hasenöhr'schen Beziehung von Masse zur Energie sei. Ref. kann sich dieser Meinung nicht anschließen. Ebenso willkürlich ist die Ableitung der Rotverschiebung und der Lichtablenkung des Verf. A. H. BUCHERER.

F. Levi-Civita. Fragen der klassischen und relativistischen Mechanik. Vier Vorträge, gehalten in Spanien im Januar 1921. Autorisierte Übersetzung. Mit 13 Textfiguren. VI und 110 S. Berlin, Verlag von Julius Springer, 1924. [S. 1533.] SCHEEL.

E. Gehrcke. Die Massensuggestion der Relativitätstheorie. Kulturhistorisch-psychologische Dokumente. Mit 17 Abbild., VIII u. 108 S. Berlin, Verlag von H. Meusser, 1924. Der Verf. beweist auf Grund von verschiedenen, sehr zahlreichen Dokumenten, daß die moderne Relativitätstheorie eine wissenschaftliche Massensuggestion geworden ist. Er kommt zu dem Schluß: „Diese geistige Strömung hat zwar heute noch kein Ende gefunden, doch ist sie gegen früher schon sehr schwach geworden. Daß sie in Zukunft wieder erstarken könnte, ist nach den mit anderen Massensuggestionen gemachten Erfahrungen unwahrscheinlich.“ S. MOHROVIČIĆ.

J. C. Slater. Radiation and Atoms. *Nature* **113**, 307—308, 1924, Nr. 2835. Die einander widersprechenden klassischen und quantenhaften Züge der Wechselwirkung von Strahlung und Atomen scheinen sich bis zu einem gewissen Grade aussöhnen zu lassen, wenn man das seinem Wesen nach kontinuierliche Strahlungsfeld mit der Kontinuität des Bestehens der stationären Zustände, die diskontinuierlichen Änderungen von Energie und Impuls aber mit den diskontinuierlichen Übergängen zwischen den Zuständen verbunden denkt. — Solange ein bestimmter Zustand besteht, stehe ein

Atom mit anderen durch ein virtuelles Strahlungsfeld in Verbindung, „das von Oszillatoren ausgehe, die die Frequenzen möglicher Quantensprünge besitzen und dessen Funktion ist, für statistische Erhaltung von Energie und Impuls zu sorgen, indem es die Wahrscheinlichkeiten für Quantensprünge bestimmt. Der Teil des Feldes, der von dem gegebenen Atom selbst ausgeht, soll eine Wahrscheinlichkeit dafür erregen (induce), daß das Atom freiwillig Energie verliert, während über die von außen kommende Strahlung angenommen wird, daß sie zusätzliche Wahrscheinlichkeiten dafür erzeuge, daß es Energie gewinne oder verliere, ganz so, wie Einstein angenommen hat. Der unstetige Übergang, der sich schließlich aus diesen Wahrscheinlichkeiten ergibt, hat keine andere Bedeutung nach außen hin, als einfach die Umwandlung in einen neuen stationären Zustand und die Umstellung von der dem alten Zustande zugeordneten kontinuierlichen Strahlung zu der des neuen zu bezeichnen.“ — Der Verf. hatte zunächst vor, den Gedanken zu verfolgen, daß das virtuelle Feld die Funktion habe, diskrete Lichtquanten längs des Poyntingschen Vektors zu „führen“. Bei Besprechung mit Kramers wandte dieser ein, es liege nahe, nicht solch enge Bindung zwischen Emission und Absorption, sondern größere Unabhängigkeit zwischen Übergängen in entfernteren Atomen anzunehmen. Die in längerer Diskussion mit Bohr und Kramers entstandenen eingehenderen Betrachtungen werden angekündigt (vgl. ZS. f. Phys. **24**, 69, 1924). KOSSEL.

H. A. Kramers. The Law of Dispersion and Bohr's Theory of Spectra. Nature **113**, 673—674, 1924, Nr. 2845. Es wird zunächst an die Leistungen der klassischen Dispersionstheorie erinnert; eine eben polarisierte Welle

$$\mathcal{E} = E v \cos 2\pi \nu t \dots \dots \dots (1)$$

erzeuge einen oszillierenden Dipol vom Moment

$$\mathfrak{P} = P w \cos(2\pi \nu t - \varphi) \dots \dots \dots (2)$$

(v, w Einheitsvektoren), dessen Amplitude P in klassischer Rechnung für ein isotrop gebundenes Elektron ($v = w$)

$$P = E \cdot \frac{e^2}{m} \frac{1}{4\pi^2(\nu_1^2 - \nu^2)} \dots \dots \dots (3)$$

wird, wenn ν der Eigenfrequenz ν_1 nicht zu nahe kommt; in der Tat sind im allgemeinen Falle, wenn mehrere $\nu_1, \nu_2, \dots \nu_i$ als Absorptionslinien vorhanden sind, Ausdrücke der Form

$$P = E \sum_i f_i \frac{e^2}{m} \frac{1}{4\pi^2(\nu_i^2 - \nu^2)} \dots \dots \dots (4)$$

ausgezeichnet brauchbar. Besonders werden die Versuche von Wood und Bevan über Dispersion in Alkalimetalldämpfen hervorgehoben, die Bestimmungen der den verschiedenen Absorptionsfrequenzen zugeordneten f_i erlauben. — Für das Bohrsche Modell erlaubt nun die Anschauung von Bohr, Kramers und Slater (ZS. f. Phys. **24**, 69, 1924), über deren Grundgedanken Slater vorläufig berichtet hat (vgl. voriges Referat), wichtige Züge der Wellentheorie beizubehalten. Der Verf. gibt nun den Ausdruck für P an, den man aus dieser Auffassung erhalte, wenn man fordert, daß die Wechselwirkung zwischen Strahlung und Atom für kleine Sprünge in die klassische übergehe. — Für einen beliebigen Zustand mögen die Frequenzen, die durch Absorption zu Zuständen höherer Energie führen, ν_1^a, ν_2^a, \dots diejenigen, die mit Emission zu Zuständen niedrigerer Energie führen, $\nu_1^e, \nu_2^e, \nu_3^e \dots$ heißen. Die Wahrscheinlichkeiten spontaner Übergänge, bei denen der ins Auge gefaßte Zustand von solchen höherer Energie her erreicht wird, mögen analog $A_1^a, A_2^a \dots$, die für Übergänge, bei denen der betrachtete Zustand in Richtung auf geringere Energie-

inhalte verlassen wird, A_i^e , A_j^e ... heißen. Der Einfachheit halber sei Gleichheit der statistischen Gewichte aller ins Spiel kommenden Zustände und solche Orientierung des Atoms angenommen, daß der elektrische Vektor der bei den verschiedenen vorkommenden Übergängen entstehenden Strahlung dem der Primärwelle gleichgerichtet ist. Dann ergibt sich (Rechnung nicht näher angeführt) unter den angeführten Voraussetzungen folgender Ausdruck:

$$P = E \sum_i A_i^a \cdot \tau_i^a \cdot \frac{e^2}{m} \frac{1}{4 \pi^2 (\nu_i^a - \nu^2)} - E \sum_j A_j^e \tau_j^e \cdot \frac{e^2}{m} \frac{1}{4 \pi^2 (\nu_j^e - \nu^2)} \cdot \cdot \cdot \quad (5)$$

wo die Zeitgrößen τ_i^a und τ_j^e die Zeiten vorstellen, in denen die Schwingungen eines quasielastisch gebundenen Elektrons e , m der Frequenz ν_i^a oder ν_j^e bei klassischer Ausstrahlung auf $1/e$ (e jetzt die Basis der natürlichen Logarithmen) abklingen würden:

$$\tau_i^a = \frac{3 m c^3}{8 \pi^2 e^2 \nu_i^a{}^2}, \quad \tau_j^e = \frac{3 m c^3}{8 \pi^2 e^2 \nu_j^e{}^2}.$$

Wie im klassischen Fall (3) setzt auch die Ableitung von (5) voraus, daß ν den Eigenfrequenzen selbst nicht allzu nahe komme. — Der Ausdruck hat also einen Bau, der ganz nahe dem für ein System klassischer Oszillatoren entspricht, für die man passende e und m angenommen hat. In einem Punkte aber unterscheidet er sich wesentlich davon: im Vorkommen negativer Terme. Diese betreffen sämtlich die Übergänge zu Zuständen, die niedrigere Energie besitzen als der betrachtete. Faßt man zusammen: $A\tau = f$ (reine Zahl), so benimmt sich das Atom im Endzustand des Überganges als „positiver virtueller Oszillator“ der „relativen Stärke“ $+f$, im Anfangszustand aber als „negativer virtueller Oszillator“ mit $-f$. Der Verf. weist darauf hin, daß diese „negative Dispersion“ eng analog sei der von Einstein in seiner Ableitung des Planckschen Gesetzes eingeführten „negativen Absorption“. — Die von Ladenburg vorgeschlagene Dispersionsformel entspricht dem ersten, positiven Gliede von (5), sie stimmt also mit dieser überein, wenn das Atom mit sämtlichen Elektronen im „Normalzustande“ ist, so daß Übergänge zu niedrigerer Energie unmöglich sind. Zu einer Prüfung der hier vorgeschlagenen allgemeineren Formel scheinen noch keine experimentellen Unterlagen vorhanden zu sein; sie beruht, mit den für sie bezeichnenden negativen Termen, ganz auf der Forderung des Überganges zu klassischem Verhalten für sehr kleine Sprünge.

KOSSEL.

Arthur H. Compton. A quantum theory of uniform rectilinear motion. Phys. Rev. (2) 23, 118, 1924, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Bedingung

$\int p dq = nh$ soll für eine gleichförmige lineare Bewegung die Bedeutung $p = \frac{nh}{q_1}$

haben, wo $q_1 = \int dq$ die Verschiebung, die das System in seinen ursprünglichen Zustand zurückbringt. „Die Tatsache, daß ein Ding in gleichförmiger Bewegung seinen Anfangszustand in regelmäßigen räumlichen Abständen wiederholt, macht es allgemein genommen, zu einer Welle, für die $\lambda = q_1$.“ Für die n -te Harmonische

$\lambda_n = \frac{q_1}{n}$, für eine reine Sinuswelle $p = \frac{h}{\lambda}$. Da der Impuls einer Welle der Energie E

und der Geschwindigkeit v : $p = \frac{E}{v}$, wird $E = \frac{h v}{\lambda} = h \nu$. Die Anwendung dieser

Gleichung auf elektromagnetische Wellen wird durch die Wellenlängenänderung bei Röntgenstrahlenstreuung und die lichtelektrische Wirkung bestätigt. „So besteht auch nach der Quantentheorie die Strahlung aus einem Wellenzug.“ „Sieht man ein

bewegtes Beugungsgitter von der Gitterkonstante D als Wellenzug an, so ist sein Moment analog $= n \cdot \frac{D}{h}$, was die Grundlage von Duane's Quantentheorie der Beugung bildet.“

KOSSEL.

Arthur H. Compton. The scattering of X-rays. Journ. Franklin Inst. 198, 57—72, 1924, Nr. 1. [S. 1597.]

KULENKAMPPF.

K. F. Herzfeld. Versuch einer quantenhaften Deutung der Dispersion. ZS. f. Phys. 23, 341—360, 1924, Nr. 6. [S. 1583.]

HERZFELD.

H. C. Urey. The distribution of electrons in the various orbits of the hydrogen atom. Astrophys. Journ. 59, 1—10, 1924, Nr. 1. Der Autor untersucht ohne die Kenntnis früherer Arbeiten (K. Herzfeld, Ann. d. Phys. 51, 261, 1916; J. M. Burgers, Diss. Leiden 1918; ferner siehe gleichzeitig R. Becker, Phys. ZS. 24, 485, 1923) die Verteilung der Elektronen auf die verschiedenen Quantenbahnen des Wasserstoffmodells. Er berechnet auch eine Tabelle der Verteilungen. Einen Fortschritt gegenüber den früheren Arbeiten bildet die Art, wie die Schwierigkeit

überwunden wird, daß die Reihe $\sum n(n+1)e^{-\frac{\varepsilon_n}{kT}}$ nicht konvergiert, weil die ε_n nicht ins Unendliche wachsen. Gegenüber den ersten Versuchen, dies durch Änderung der „Quantengewichte“ $n(n+1)$ zu erreichen, was unmöglich ist (siehe Burgers, l. c.; A. Smekal, Phys. ZS. 19, 7, 137, 1918), und dem Programm, es durch eine für große Bahnen immer größer werdende Wechselwirkungsenergie zu erreichen, wird hier einfach eine Berücksichtigung des äußeren Druckes P hereingenommen,

die einen Faktor $e^{-\frac{PV}{RT}}$ ergibt. Heißt nun für eine Bahn die „Zustandsgleichung“ nach van der Waals $P(V-b_n) = RT$, so ergibt das den Faktor $e^{-\frac{RT+Pb_n}{RT}} = e^{-1} e^{-\frac{Pb_n}{RT}}$. Für b wird das vierfache Volumen der Kugeln genommen, die der Bahn umschrieben sind.

HERZFELD.

A. Haerpfer. Die Konstanten des Polarplanimeters. ZS. f. Instrkd. 44, 270—274, 1924, Nr. 6. [S. 1526.]

SCHWERDT.

3. Mechanik.

F. Levi-Civita. Fragen der klassischen und relativistischen Mechanik. Vier Vorträge, gehalten in Spanien im Januar 1921. Autorisierte Übersetzung. Mit 13 Textfiguren. VI und 110 S. Berlin, Verlag von Julius Springer, 1924. Das Heft ist von P. Hertz, H. Kneser und A. Ostrowski übersetzt und behandelt folgende Probleme: 1. Die Regularisierung des Drei-Körper-Problems und ihre Tragweite; 2. Flüssigkeitswellen: Ausbreitung in Kanälen; 3. Parallelismus und Krümmung in einer beliebigen Mannigfaltigkeit; 4. Die geometrische Optik und das allgemeine Einsteinsche Relativitätsprinzip.

SCHEEL.

G. Vranceanu. Sulla stabilità del rotolamento di un disco. Lincei Rend. (5) 33 [1], 383—388, 1924, Nr. 10. Ein Rad oder eine Scheibe rolle in aufrechter Stellung mit konstanter Geschwindigkeit auf einer horizontalen Ebene. a sei sein Radius, m seine Masse, $m\gamma a^2$ und $m\alpha a^2$ seien das axiale und das äquatoriale Träg-

heitsmoment in bezug auf den mit dem geometrischen Mittelpunkt zusammenfallenden Schwerpunkt (im Fall einer Scheibe ist $\gamma = 1/2$ und $\alpha = 1/4$). Bedeutet c die konstante Winkelgeschwindigkeit, mit welcher sich das Rad um seinen Mittelpunkt dreht, und ist g die Beschleunigung der Schwere, so beweist der Verf., daß

$$\gamma(\gamma + 1) c^2 - \frac{g}{a} \alpha > 0$$

die hinreichende Bedingung für die Stabilität der angegebenen Bewegung ist. LÜBECK.

Georg Faber. Beweis, daß unter allen homogenen Membranen von gleicher Fläche und gleicher Spannung die kreisförmige den tiefsten Grundton gibt. Münch. Ber. 1923, S. 169—172, Nr. 2. Für obigen Satz, dessen Richtigkeit häufig vermutet wurde, gibt der Verf. den ersten Beweis. Er besteht in dem Nachweis, daß ein Flächenintegral, welches die Höhe des Grundtones einer Membran darstellt, einen größeren Wert hat, wenn es über eine gegebene Membranfläche genommen wird, als wenn es über eine der Membranfläche gleiche Kreisfläche genommen wird, und daß der Wert in beiden Fällen nur dann derselbe ist, wenn Membran- und Kreisfläche kongruent sind. LÜBECK.

Paolo Bonanno. Contributo alla teoria delle distorsioni elastiche. Atti di Torino 59, 278—282, 1924, Nr. 8/9. Für eine Distorsion von Volterra (hervorgebracht durch Schnitte in einem mehrfach zusammenhängenden Körperraum) leitet der Verf. die Beziehung ab: $\int_{\sigma} s \cdot n d\sigma = \int_{\Sigma} (\varepsilon v + \lambda r w) \cdot \nu d\Sigma$. σ ist die Begrenzungs-

fläche des Körpers, s die elastische Verschiebung des Punktes $d\sigma$, n der auf σ normale in den inneren Körperraum gerichtete Einheitsvektor, Σ die Schnittfläche oder der Komplex von Schnittflächen, welche durch das Durchschneiden des elastischen Körpers entstanden sind, v und w sind konstante Einheitsvektoren, ε und λ sehr kleine Zahlenkonstanten und r der von einem festen Punkte nach $d\Sigma$ gehende Radiusvektor, ν ein Einheitsvektor, welcher zur Schnittfläche Σ normal ist. Für eine Distorsion von Somigliana (im Körper Diskontinuitätsflächen Σ der elastischen Verschiebung) gilt die Beziehung: $\int_{\sigma} s \cdot n d\sigma = \int_{\Sigma} U_p \cdot \nu d\Sigma$, worin U_p irgend einen mit der Lage von $d\Sigma$

veränderlichen Vektor bedeutet.

LÜBECK.

Pietro Burgatti. Sopra una particolare soluzione dell'equilibrio dei solidi elastici. Rend. di Bologna (N. S.) 25, 73—82, 1920/21. Die partikuläre Lösung, welche der Verf. ableitet, lautet: $2\mu s = mz \operatorname{grad} \Phi - m\Phi k + \operatorname{grad} \Phi_1$. Hierin ist s die Verschiebung des betrachteten Punktes und z sein Abstand von einer festen Ebene. Durch Spezialisierung ergibt diese Gleichung die Lösungen für die folgenden Aufgaben: 1. Ein homogener isotroper Körper vom spezifischen Gewicht m liegt mit einer ebenen Grundfläche auf einer horizontalen Ebene unter dem Einfluß der Schwere und von normalen Druckkräften, welche in jedem Punkt proportional sind dem vertikalen Abstand des Punktes von dem höchsten Punkt. 2. Eine Scheibe von unendlicher Breite mit ebenen Flächen, welche auf konstanter Temperatur erhalten werden. 3. Ein Körper steht unter der Wirkung der Schwere und wird gedrückt durch eine umgebende Flüssigkeit, welche dieselbe Dichte hat wie der Körper, wobei die oberste Berührungsebene des Körpers mit dem Flüssigkeitsniveau zusammenfällt. 4. Ein Zylinder von beliebigem Querschnitt taucht in eine Flüssigkeit von gegebener Dichte und steht unter der Wirkung des eigenen Gewichtes, wobei die obere Fläche auch im Flüssigkeitsniveau steht. 5. Ein Zylinder ruht auf dem Boden und steht nur unter

der Wirkung der Schwere. 6. Die gleichförmige Biegung des Prismas. 7. Eine unbegrenzte Scheibe wird so erwärmt, daß die Temperatur auf jeder zu einer bestimmten Ebene parallelen Ebene konstant ist und in der dazu senkrechten Richtung sich nach einem bestimmten Gesetz ändert.

LÜBECK.

Wilhelm Gauster. Über die Airysche Spannungsfunktion. ZS. f. techn. Phys. 5, 312—314, 1924, Nr. 7. Es wird gezeigt, daß sich ebene Spannungsaufgaben bei ganz beliebig gegebenen, nicht wirbelfreien Massenkräften durch Einführung von Spannungsfunktionen lösen lassen.

LÜBECK.

Charles Platrier. Au sujet des Travaux de MM. Blondel et Lecornu sur la torsion des arbres de transmission. C. R. 178, 1601—1603, 1924, Nr. 20. Der Verf. leitet aus der allgemeinen Resonanzgleichung die besonderen Gleichungen ab, welche für bestimmte Fälle Blondel (C. R. 177, 1171, 1923; 178, 46, 354, 1120, 1924) und Lecornu (C. R. 177, 992, 1254, 1923) gegeben haben.

LÜBECK.

A. A. Griffith. Breuk-Theorie. Physica 4, 184—187, 1924, Nr. 6. [S.1556.]

A. A. Griffith. Het Gebruik van zeepvliezen bij het oplossen van spanningsproblemen. Physica 4, 187—189, 1924, Nr. 6. [S.1557.] KOLKMEIJER.

Friedrich Späte. Über die Untersuchung von Glas mittels des polarisierten Lichtes. Glastechn. Ber. 2, 1—19, 1924, Nr. 1. [S.1586.] SCHULZ.

F. E. Fournier. Sur les tourbillons cycloniques des cirrus ne se propageant pas jusqu'au niveau terrestre. C. R. 178, 1397—1400, 1924, Nr. 17. Der erste Teil der Abhandlung bezieht sich auf eine dem Referenten leider unbekannte Arbeit, die offenbar die Feststellung einer bestimmten Beziehung zwischen den an der Erdoberfläche herrschenden Drucken an verschiedenen Punkten im Gebiet einer Depression nötig macht. Diese wird im wesentlichen Teil der Arbeit aufgestellt. Beim Vorüberzug einer Depression an einem Ort soll hier, knapp bevor das Sinken des Drucks beginnt, der Druckwert P beobachtet werden. Die Depression soll auf geradliniger Bahn mit gleichförmiger Geschwindigkeit ziehen. Der Beobachtungsort soll nicht in der Bahn des Depressionszentrums liegen. Bei Annäherung der Depression in einer Distanz des Zentrums von der Station r soll der Druck p , bei weiterer Annäherung auf r_1 der Druck p_1 registriert werden. Unter den früheren Annahmen soll dann $\frac{P-p}{P-p_1} = \frac{r}{r_1}$ sein. Diese Beziehung wird für sieben ausgewählte Fälle numerisch berechnet und verifiziert.

CONRAD-Wien.

Th. Hesselberg. Über Reibung und Dissipation in der Atmosphäre. Geofys. Publ. Utgit av den Geofysiske Komm. Kristiania 3, 26 S., 1924, Nr. 5. Infolge der Turbulenz findet Luftmischung und Austausch zwischen den verschiedenen Luftschichten statt, die Energieaustausch zwischen den Schichten bedingt. Es werden nun eine Reihe von Überlegungen über die durch die ungeordneten Bewegungen hervorgerufenen Reibungskräfte und die Dissipation der Bewegungsenergie angestellt. — Es werden behandelt: 1. Transport der Bewegungsgröße. 2. Die ungeordneten Luftbewegungen. 3. Reibungskraft. 4. Dissipation. 5. Einwirkung der Auftriebskräfte (Stabilität) auf Temperatur- und Windunruhe. 6. Eine neue Methode zur Bestimmung der Reibungskoeffizienten. Ein näheres Eingehen auf diese umfangreiche theoretische Abhandlung, die vielleicht nicht in allen Teilen unwidersprochen bleiben dürfte, ist hier leider nicht möglich.

CONRAD-Wien.

H. Monteagle Barlow. An investigation of the friction between sliding surfaces, with special reference to the effects produced by electric currents passing across such surfaces. Journ. Inst. Electr. Eng. **62**, 133—159, 1924, Nr. 326. Es werden Versuche beschrieben zur Bestimmung des Einflusses, den der Durchgang elektrischer Ströme auf die Reibung zwischen aufeinandergleitenden Flächen ausübt. Untersucht wurden verschiedene Metalle und einige Halbleiter. Die Stoffe hatten hierbei entweder die Form flacher Ringe (z. B. Außendurchmesser 10 cm Fläche 36 cm^2), von denen der eine bei Drehung den anderen, auf ihm liegenden mitnahm, bis der Reibungskraft zwischen beiden von der Torsionskraft des Drahtes, an dem der obere Ring befestigt war, das Gleichgewicht gehalten wurde. Oder die Messungen erfolgten mit einer Reibungswage, bei der Bremsbacken aus dem einen Stoff auf einem zylindrischen, drehbar angeordneten Körper aus dem anderen Stoff glitten. Bei beiden Einrichtungen konnte durch Auflegen von Gewichten der Druck verändert werden. Er betrug bis zu 80 g/cm^2 . Aus der Abhängigkeit der Reibungskraft von der Belastung wurde der Reibungskoeffizient ermittelt. Es ergab sich, daß dieser bei Stromdurchgang (bis 2 Amp./cm^2) nicht geändert wird. Hingegen ändert sich der Druck. Z. B. stieg bei Kupfer/Kupfer (12 Umdr./Min., Reibungskraft 0,13) der Druck zwischen den Flächen bei Stromdurchgang mit wachsender Stromdichte an, und zwar bei $0,9 \text{ Amp./cm}^2$ um 4 g/cm^2 . Bei Vergrößerung der Stromdichte über diesen Wert nahm der Druck fast sprunghaft ab und betrug bei $1,2 \text{ Amp./cm}^2$ $1,4 \text{ g/cm}^2$ weniger als ursprünglich ohne Strom. Bei weiterer Vergrößerung oder Verringerung der Stromdichte war die Druckänderung dieser genähert proportional. Ähnliches Verhalten zeigten alle untersuchten Leiter. Eisen/Eisen gab im Gegensatz zu den übrigen Metallen bei Wechselstrom einen anderen, und zwar geringeren Druckwert als bei Gleichstrom. Halbleiter (z. B. Lithographenstein) mit Halbleitern und Metallen zeigten mit Zunahme der angelegten Spannung gleichfalls eine Druckzunahme, doch ohne die feste sprunghafte bei Metall/Metall beobachtete Änderung. Theoretisch wird versucht, das ganze Erscheinungsgebiet einheitlich zu erklären durch elektromagnetische Wirkungen des durchgehenden Stromes und besonders durch Ionisation der gasförmigen Zwischenschichten. Weitere Versuche über den Widerstand von Halbleitern, über Kohärererscheinungen und über den Johnsen-Rahbek-Effekt ergaben, daß auch bei scheinbar bestem Kontakt der Übergangswiderstand eine große Rolle spielt. Wegen der zahlreichen Einzelergebnisse muß auf die Abhandlung selbst verwiesen werden.

R. VIEWEG.

Helmuth W. Klever, Robert Bilfinger und Karl Mauch. Über die Beziehung zwischen den Ausflußzeiten des Kleverschen Schnellviskosimeters und des Englerschen Viskosimeters. ZS. f. angew. Chem. **37**, 693—695, 1924, Nr. 36. [S. 1528.]

Helmuth W. Klever. Schnellviskosimeter. ZS. f. angew. Chem. **37**, 696—697, 1924, Nr. 36. [S. 1528.]

BERNDT.

Shr. S. Joshi. Die Oberflächenspannung von Öl-in-Wasser- und Wasser-in-Öl-Emulsionen. II. Kolloid-ZS. **34**, 280—283, 1924, Nr. 5. Untersuchungen von Wasser-Öl-Emulsionen mit zunehmender Menge Wasser (bei Verwendung von Natriumoleat als Emulgierungsmittel) haben ergeben, daß zunächst die nach der Tropfenmethode bestimmte Oberflächenspannung mit der des Öles selbst identisch ist. Erst bei erheblichem Zusatz von Wasser (bzw. Seifenlösung) tritt plötzliche Änderung der Oberflächenspannung ein, wodurch eine Bestimmungsmöglichkeit für den „Umwandlungspunkt“ gegeben ist.

H. R. SCHULZ.

John Don. Viskosität und Oberflächenspannung von Ölen. Kolloid-ZS. **34**, 312—313, 1924, Nr. 5. In einem besonderen Apparat, bei dem das Öl zwecks Feststellung seiner Viskosität und Oberflächenspannung durch ein 27 cm langes mit Stahlkugeln gefülltes Rohr geleitet wurde und die Tropfzeit für 100 ccm bei verschiedenen Temperaturen bestimmt werden konnte, wurde „Mobiloil“ vor und nach Gebrauch im Motorwagen untersucht. Während die Oberflächenspannung sich nur wenig ändert, nimmt die Viskosität bei Benutzung erheblich ab.

H. R. SCHULZ.

Ad. Lecrenier. Messung der Oberflächenspannung des Glases. Bull. Soc. Chim. Belgique **33**, 119—122, 1924. Zur Messung der Oberflächenspannung diente die

Tropfenmethode, zur Berechnung die Formel von Glugialmo: $\alpha = \frac{p}{2\pi r} \left(1 + \frac{r}{R}\right)$,

wobei r Radius der Ausflußöffnung, K Krümmungsradius des unteren Tropfenteils, p Tropfengewicht in Milligramm bedeutet. — Das in einem Platintiegel mit unterer Austrittsöffnung befindliche Glas wurde im vertikalen elektrischen Ofen geschmolzen; Temperaturkontrolle durch Thermoelement. Die herabfallenden Tropfen wurden im Ölbad aufgefangen und gewogen. Infolge der beim Niederfallen auftretenden Deformation wurde zur genauen Bestimmung von R der Schmelztiegel kurz vor dem Herabfallen eines Tropfens schnell aus dem Ofen gezogen und an dem hängengebliebenen Tropfen die Messung von R durchgeführt. — Natronkalkglas. $\alpha = 41,58$ mg/mm bei 1025° ; $\alpha = 41,42$ bei 1125° , $\alpha = 41,23$ bei 1225° . — Kristallglas. $\alpha = 39,60$ mg/mm bei 1025° , $\alpha = 39,16$ bei 1125° , $\alpha = 38,97$ bei 1225° .

*NITSCHÉ.

D. B. McLeod. On a relation between the viscosity of a liquid and its coefficient of expansion. Trans. Faraday Soc. **19**, 6—16, 1923, Nr. 1. (Siehe diese Ber. S. 984—985.) Annahme: Die Zähigkeit einer Flüssigkeit hängt hauptsächlich von zwei Faktoren ab:

1. Der eine ist durch das Molekül selbst bestimmt; derselbe kann bei normalen, nicht assoziierten Flüssigkeiten als unabhängig von der Temperatur angenommen werden.
2. Der zweite Faktor hängt von dem freien Raume innerhalb der Flüssigkeit ab.

η_t = Zähigkeit der Flüssigkeit bei $t^\circ\text{C}$.

x_0 = Volumen des freien Raumes in 1 cm^3 einer Flüssigkeit bei 0°C .

x_t = Volumen des freien Raumes in 1 cm^3 einer Flüssigkeit bei $t^\circ\text{C}$.

$1 - x_v$ = Volumen, welches die Moleküle einnehmen.

Bei der Temperatur $t^\circ\text{C}$ sei das Volumen des freien Raumes $= x_0 + \alpha t + \beta t^2 + \gamma t^3$ (α, β, γ die gewöhnlichen Ausdehnungskoeffizienten). Das Gesamtvolumen der Moleküle soll konstant sein. Dann soll die Gleichung gelten: $\eta_t \cdot x_t^A = \text{Const.}$ Für normale Flüssigkeiten soll A nahe gleich 1 sein, für assoziierte größer als 1 (bis 3,4 bei Isobutylalkohol). Diese Formel wird an den Werten von Thorpe und Rodger und für komprimierte Flüssigkeiten an den Werten von Faust geprüft. Der Wert des ermittelten freien Raumes ist (wie es die Theorie von van der Waals verlangt) für verschiedene Flüssigkeiten bei ihren Siedepunkten ähnlich; er ist von der Größenordnung, wie ihn jene Theorie verlangt.

STÖCKL.

J. S. G. Thomas. The Thermal Effect produced by a slow Current of Air flowing past a Series of fine heated Platinum Wires, and its Application to the Construction of Hot-Wire Anemometers of great Sensitivity, especially applicable to the Investigation of slow Rates of Flow of Gases. Phil. Mag. (6) **41**, 240—258, 1921, Nr. 242. Im Strömungskanal befinden sich in gleichen Ab-

ständen voneinander elf komplanare, radiale, hintereinandergeschaltete Pt-Drähte, die alle den gleichen Widerstand besitzen und getrennt heizbar sind. Beim Durchströmen von Luft (oder Gas) durch den Strömungskanal wächst zunächst die Temperatur der Drähte (mit Ausnahme des ersten, vordersten), erreicht ein Maximum und sinkt dann mit weiter wachsender Strömungsgeschwindigkeit unter die Ruhetemperatur (ohne Strömung). Bei Draht 1 tritt gleich ein Absinken ein. Das erreichbare Maximum der Temperatur ist um so größer und wird bei um so größeren Geschwindigkeiten erreicht, je weiter der Draht nach hinten liegt. Die gegenseitige Temperaturbeeinflussung der verschiedenen, elektrisch beheizten Drähte wird graphisch analysiert. Die gewonnenen Resultate werden zur Konstruktion eines empfindlichen Anemometers für kleine Strömungsgeschwindigkeiten verwertet. Die Empfindlichkeit wächst mit der Anzahl von Drähten, die in die beiden entgegengesetzten Zweige der Wheatstone'schen Brücke eingeschaltet sind. Werden die Drähte alle, soweit sie beheizt sind, in die Brückenzweige eingeschaltet, so treten bei sehr kleinen Strömungsgeschwindigkeiten Anomalien auf (negativer Ausschlag, der mit wachsender Geschwindigkeit sein Vorzeichen wechselt). Werden nicht alle beheizten Drähte in die Brückenzweige eingeschaltet, so erhält man ein besonders für sehr kleine Strömungsgeschwindigkeiten geeignetes Anemometer.

A. GEHRTS.

Edward Blankenstein. Coefficients of slip and momentum transfer in hydrogen, helium, air and oxygen. Phys. Rev. (2) 22, 582—589, 1923, Nr. 6. Mit Benutzung der Bestimmung des Reibungs- und des Gleitungskoeffizienten mittels der Methode der konstanten Ablenkung eines Zylinders (nach Gilchrist) bestimmte der Verf. den Gleitungskoeffizienten für H_2 , He, O_2 , Luft. Um eine etwaige, wachsende Verunreinigung des Versuchsgases durch Gasreste, die von den Apparateilen und Wandungen im Innern abgegeben werden, auszuschalten, wurden die Versuche angestellt, während das Versuchsgas durch Hindurchströmen dauernd sich erneuerte. Bei $23^\circ C$ ergab sich für den Gleitungskoeffizienten (auf 76 cm Hg bezogen) $121 \cdot 10^{-7}$ bei H_2 , $190 \cdot 10^{-7}$ bei He, $72,1 \cdot 10^{-7}$ bei O_2 , $68,5 \cdot 10^{-7}$ bei Luft, und daraus für den Koeffizienten f in der Maxwellschen Formel, der das Verhältnis der diffusen Reflexion zur regelmäßigen Reflexion der Moleküle an der Zylinderwand angibt, die Werte 1 bzw. 1, 0,99, 0,98. Führt man die Gleitungsversuche bei sehr niedrigen Drucken aus (unter 1 bis 2 Hundertstel mm Hg), bei denen die mittlere freie Weglänge der Moleküle groß ist, verglichen mit dem Abstand der konzentrischen Zylinder in dem Reibungsapparat, so läßt sich, wie eine einfache Überlegung zeigt (unabhängig von der Maxwellschen Gleichung), f direkt aus der Neigung der Geraden feststellen, die durch die Versuchswerte gelegt werden kann, wenn sie in einem Diagramm mit Druck als Abszisse und Ablenkung als Ordinate eingezeichnet sind. f ist das Verhältnis der Neigung zu einer berechenbaren Größe. Mit dieser Methode findet der Verf. für f die Werte 0,99, 0,99, 0,96, 0,97 in guter Übereinstimmung mit den vorher angegebenen. Diese Übereinstimmung zeigt, daß die Maxwellsche Gleichung brauchbare Werte für die diffuse Reflexion bei der Gleitung liefert.

VALENTINER.

M. N. States. The coefficient of viscosity of helium and the coefficients of slip of helium and oxygen by the constant deflection method. Phys. Rev. (2) 21, 662—671, 1923, Nr. 6. Die Bestimmungen des Reibungs- und des Gleitungskoeffizienten wurden mit der Methode der konstanten Ablenkung eines Zylinders durch einen konzentrischen in Rotation befindlichen in der zuerst von Gilchrist angegebenen Form ausgeführt. Für den Reibungskoeffizienten von sehr reinem Helium ergab sich bei $23^\circ C$ der Wert $1962,3 \cdot 10^{-7}$, der etwa 2 Proz. niedriger ist als der

bisher angenommene. Als Gleitungskoeffizient ergab sich bei unpolierter Silberoxydoberfläche für Helium $123 \cdot 10^{-7}$, für Sauerstoff $61,1 \cdot 10^{-7}$; bei polierter Oberfläche 160 bzw. $64,5 \cdot 10^{-7}$. Nach der Maxwell'schen Gleichung sollte man als kleinsten Wert (bei ideal blanker Oberfläche, vollkommen diffuser Reflexion der Moleküle) 191 bzw. $70 \cdot 10^{-7}$ erwarten. Die experimentell gefundene Unterschreitung ist einstweilen schwer zu deuten. Die früher beobachtete Änderung der Gleitung mit der Dauer des Versuchs scheint zurückführbar zu sein auf den Einfluß der Abgabe von okkludiertem Sauerstoff an der Oberfläche des Zylinders auf die beobachtete Ablenkung.

VALENTINER.

C. J. Smith. On the viscosity and molecular dimensions of hydrogen selenide. Trans. Faraday Soc. 18, 302—309, 1923, Nr. 3. Mittels der Methode von Rankine wurde der Koeffizient der inneren Reibung von H_2Se bei 20° durch Vergleich mit dem der Luft zu $1,68 \cdot 10^{-4}$ CGS-Einheiten bestimmt. Wegen des leichten Zerfalls des H_2Se konnte die Reibung bei höheren Temperaturen nicht gemessen werden, was für die Berechnung der Sutherland'schen Konstanten C und damit der Molekulardimension erwünscht gewesen wäre. Um trotzdem einen Wert des Molekülquerschnittes bekommen zu können, berechnete der Verf. die Größe C aus dem Wert für Hydrosulfid und den normalen Siedepunkten T_s der beiden Substanzen unter der Annahme der mehrfach bestätigt gefundenen Gesetzmäßigkeit, wonach C/T_s für chemisch ähnliche Substanzen einen und denselben Wert hat. Die Rechnung ergab $C = 365$, und für die Stoßfläche des Moleküls $A = 0,86 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$. Ein Vergleich dieses Wertes mit den Molekülquerschnitten von Kr, HBr, AsH₃, Moleküle von gleicher Kernladung wie H_2Se , zeigt ein allmählich steigendes Anwachsen des Querschnittes mit zunehmender Zahl der Wasserstoffatome.

VALENTINER.

P. Günther. Über die innere Reibung der Gase bei tiefen Temperaturen. ZS. f. phys. Chem. 110, 626—636, 1924. Mit Benutzung der Methode der schwingenden Scheibe wurde der Koeffizient der inneren Reibung von Helium und Wasserstoff bei den Temperaturen (abs.) $273, 81, 20, 15^\circ$ (rd.) bestimmt, um zu einer Entscheidung darüber zu kommen, ob die bei hohen Temperaturen recht genau gültige Formel von Sutherland-Chapman auch noch bei sehr tiefen Temperaturen zur Berechnung der inneren Reibung anwendbar ist, oder ob entsprechend den Folgerungen der Nernst'schen Theorie der Gasentartung ein Abfall des Koeffizienten mit $T^{3/2}$ bei sehr tiefen Temperaturen zu erwarten ist. Dabei ergab sich für den Koeffizienten von Wasserstoff der von Nernst vorausgesagte Temperatureinfluß. Auch bei Helium konnte ein beschleunigter Abfall des Koeffizienten mit abnehmender Temperatur festgestellt werden, wenn freilich auch noch nicht der von Nernst geforderte. — Die ausgeglichenen, experimentellen Werte des Reibungskoeffizienten η bei den absoluten Temperaturen T sind in die folgende Tabelle eingetragen. (η_n ist der nach Nernst zu erwartende Wert.)

Wasserstoff.

T	$\eta \cdot 10^7$	$\eta_n \cdot 10^7$
273,1	849	—
80,8	365	—
20,6	86	88
15,4	57	57

Helium.

T	$\eta \cdot 10^7$	$\eta_n \cdot 10^7$
273,1	1876	—
81,5	879	—
20,5	353	250
15,7	272	169

VALENTINER.

Paul Rütten. Vergleichende Untersuchungen über die Gasdurchlässigkeit, Porosität, Druckfestigkeit und Reduktionsgeschwindigkeit von Eisen-erzen. (Diss. Aachen 1923, 12 S.) Mitteilungen aus dem K. W.-I. für Eisenforschung **Sachs.** 5, 1—12, 1924. [S. 1560.]

G. A. Williams and J. B. Ferguson. The solubility of helium and hydrogen in heated silica glass and the relation of this to the permeability. Journ. Amer. Chem. Soc. **46**, 635—639, 1924, Nr. 3. Die Löslichkeitsbestimmungen der Systeme He bzw. H₂-Quarzglas wurden bei zwei Temperaturen (515°, 445°), die des Systems He-Pyrexglas bei 515° ausgeführt und es ergeben sich die Werte α der Löslichkeit in Kubikzentimeter Gas (unter Normalbedingung) von 1 ccm Glas gelöst, wenn der Sättigungsdruck 1 Atm. beträgt:

	H ₂	He	Temperatur
Quarzglas	0,0095	0,0101	515
Quarzglas	0,0099	0,0103	445
Pyrexglas	—	0,00835	515

Bei der Berechnung der Mittelwerte aus den Beobachtungen, die bei verschiedenen Sättigungsdrücken gemacht wurden, benutzten die Verff. die durch die Versuche bestätigte Annahme der Proportionalität der Löslichkeit mit den Sättigungsdrücken. — In der Diskussion vergleichen die Verff. ihre Beobachtungsergebnisse mit denen anderer Forscher und behandeln dabei die Frage der Abhängigkeit der Durchlässigkeit verschiedener Substanzen gegenüber Gasen von Temperatur und Molekülgröße. **VALENTINER.**

P. G. Ledig and E. R. Weaver. A method for studying the rapid absorption of gases by liquids. Journ. Amer. Chem. Soc. **46**, 650—657, 1924, Nr. 3. Um den zeitlichen Verlauf der Adsorption einer Gasblase durch Flüssigkeiten zu verfolgen, haben die Verff. folgendes Verfahren ausgearbeitet und erprobt. Eine kleine Gasblase tritt aus senkrecht stehender Kapillare, die unter Quecksilber endigt, in das Quecksilber und durch dasselbe in ein Gefäß, das mit der adsorbierenden Flüssigkeit gefüllt ist. Dieses Gefäß ist mit einigen durch Hähne verschlossenen Ansätzen versehen und außerdem mit einer Kapillare, die wagerecht angeordnet ist und durch die der Inhalt des Gefäßes in die Luft austreten kann. Die das Gefäß vollständiger füllende Flüssigkeit reicht in die wagerechte Kapillare hinein und das Ende des Flüssigkeitsfadens wird sich verschieben, wenn die Gasblase durch das Hg in die Flüssigkeit eintritt und allmählich adsorbiert wird. Diese Bewegung des Fadenendes wird mittels eines rotierenden photographischen Films aufgenommen, so daß nach der Entwicklung des Films der zeitliche Verlauf der Adsorption ausgemessen werden kann. — Eine Reihe von Versuchen an dem System: Kohlensäure-verdünnte Natronlauge ergab die ausgezeichnete Brauchbarkeit dieser Vorrichtung und führte zu einigen neuen Erkenntnissen, deren wichtigstes die ist, daß bei der Adsorption drei zeitlich aufeinanderfolgende Abschnitte beobachtet werden können: 1. schnelles Anwachsen der Adsorptionsgeschwindigkeit, 2. Abnehmen derselben, bis 3. konstante Geschwindigkeit eintritt. **VALENTINER.**

H. G. Becker and W. E. Abbott. A rapid gasometric method of estimating dissolved oxygen and nitrogen in water. Scient. Proc. Roy. Dubl. Soc. (N. S.) **17**, 249—253, 1923, Nr. 25/31. Die Verff. beschreiben eine neue Methode zur Bestimmung des in Wasser gelösten Sauerstoffs und Stickstoffs. Sehr gut lösliche Sub-

stanzen, wie z. B. Pottasche, treiben die Luft, die im Wasser enthalten ist, heraus, und zwar mit großer Geschwindigkeit, wenn man genügend große Mengen der Substanz verwendet. Um die im Wasser gelöste Gasmenge zu bestimmen, braucht man daher ein Quantum Wasser nur in ein durch Hg abgeschlossenes Vakuum, in dem sich Pottasche befindet, eintreten zu lassen und die sich dabei aus dem Wasser ablösende Gasblase zu messen, was mittels einer Kalibrierung des Rohrendes, in dem sich das Wasser und das Gas über dem Quecksilber ansammelt, leicht geschehen kann. Um das Wasser bequem in das Vakuum eintreten zu lassen, ist das Rohrende oben mit einem Dreiweghahn versehen, der einerseits zu einer Pumpe und andererseits zu dem das zu untersuchende Wasser enthaltenden Reservoir führt. Eine eingehende Prüfung hat gezeigt, daß die mit diesem Prinzip bestimmte Gasmenge wirklich sehr nahezu die ganze im Wasser enthaltene Menge ist. Der Vorteil der Methode ist, daß nur 20 bis 30 ccm Wasser zur Untersuchung nötig sind.

VALENTINER.

Irvine Masson and L. G. F. Dolley. The Pressures of Gaseous Mixtures. Proc. Roy. Soc. London (A) **103**, 524—538, 1923, Nr. 722. Die Verff. untersuchen die Gültigkeit des Daltonschen Gesetzes von der Summe der Partialdrucke bei den Mischungen Argon-Äthylen, Argon-Sauerstoff, Äthylen-Sauerstoff bis zu Drucken von 125 Atm. bei 25°. Die wesentlichsten experimentellen Resultate möchte ich durch die folgenden beiden Tabellen wiedergeben, die der Arbeit nach einigen Kürzungen entnommen sind. Die Zahlen in Tabelle 1 bedeuten das um 1 verminderte Verhältnis des Volumens der Mischung bei dem Druck p zur Summe der Volumina der Komponenten bei dem Druck p , mit 100 multipliziert.

Tabelle 1.

Argon-Äthylen				Sauerstoff-Äthylen		
$\frac{\text{Äthylen}}{p}$ %	24,74	59,86	90,06	25,27	49,91	59,84
30	2,15	3,2	1,25	2,4	3,1	3,7
50	5,0	9,1	5,35	5,4	8,5	9,8
70	10,75	25,1	22,8	11,4	20,7	26,3
80	11,75	28,0	21,3	12,6	24,2	29,5
90	11,1	24,5	11,1	12,0	21,9	26,1
125	6,9	7,7	— 2,65	7,7	9,7	9,6

Für das System Argon-Sauerstoff (50 Proz.) ergab sich bei allen Drucken der Wert 0,2 bis 0,3 für diese Größe. — Unabhängig hiervon ergaben sich als Summe der Partialdrucke minus Gesamtdruck (bei gleichen Volumina) die Zahlen der Tabelle 2 (ebenfalls gekürzt).

Tabelle 2.

Argon-Äthylen				Sauerstoff-Äthylen	
$\frac{\text{Äthylen}}{p}$ %	24,74	59,86	90,06	25,27	49,91
50	1,7	2,7	1,2	1,6	2,5
70	3,35	5,7	1,95	3,1	4,5
90	5,2	7,25	— 1,0	4,8	6,8
110	6,6	6,7	— 5,25	6,1	7,5
125	—	—	— 9,05	—	—

Bei dem System Argon-Sauerstoff sind auch in diesem Fall die Abweichungen klein (zwischen 0,7 und 1,7). Die Ähnlichkeit des Verhaltens der Mischungen mit Äthylen läßt vermuten, daß chemische Einflüsse nicht vorliegen, sondern daß vielmehr die Kohäsionskoeffizienten die beobachteten Abweichungen verursachen. Die a und b in der van der Waalsschen Gleichung werden gewissermaßen für die Moleküle in der Mischung andere Werte annehmen. Die Beobachtungen wurden weiter benutzt, um die Abhängigkeit des Produkts $p v$ vom Druck für die Mischungen bis zu Drucken von 125 Atm. abzuleiten. Für das System Argon-Äthylen sind die $p v$ - p -Kurven wiedergegeben. Experimentelle Einzelheiten über Apparatur, Reinheit der Gase usw. sind mitgeteilt.

VALENTINER.

D. C. Henry. A Kinetic Theory of Adsorption. Phil. Mag. (6) **44**, 689—705, 1922, Nr. 262, Oktober. Mit Benutzung der Anschauungen von Langmuir (1. bei größter Adsorption doch höchstens monomolekulare Schicht auf der Oberfläche des Adsorbens, 2. vollkommen unelastischer Stoß der Gasmoleküle gegen die Oberfläche des Adsorbens) leitet der Verf. aus kinetischen Betrachtungen eine Formel für die adsorbierten Mengen von mehreren nebeneinander über einem Adsorbens befindlichen Gasen ab. In dem einfachsten Fall, daß nur ein Gas mit dem Adsorbens in Verbindung steht, lautet die Formel:

$$X = p \cdot \zeta \left[1 - \frac{X}{X'} \right]^a$$

mit

$$X = \frac{\Theta N_0}{aN}$$

und

$$\zeta = \zeta_0 \frac{1}{T} e^{\frac{\lambda}{RT}}$$

Hierin ist p der Druck des Gases, N_0 die Anzahl der für das Ansetzen von Gasmolekülen freien Punkte eines Gramm-Mols des Adsorbens, a die Zahl von Angriffspunkten, die von einem einzigen Gasmolekül besetzt werden, Θ der Bruchteil von N_0 , der besetzt ist, X' der Wert von X für $\Theta = 1$, λ die innere Verdampfungswärme, R , T , N die bekannten Größen und ζ_0 eine Konstante. Eine Reihe von Beobachtungen lassen eine Prüfung der Formeln zu, die sich in erster Linie auf die Abhängigkeit vom Druck bei konstanter Temperatur, oder auf die Abhängigkeit des Druckes von der Temperatur bei konstant gehaltenem X bezieht. Die Berechnung von a bei Kohle ergibt Werte zwischen 3 und 6, je nach dem verwendeten Gas; N_0 auf 1 g Kohle bezogen ist von der Größenordnung $8 \cdot 10^{20}$. Die berechneten λ -Werte stimmen mit beobachteten, soweit solche vorliegen, in der Größenordnung überein. — Die Formeln sind weiter auch auf den Fall übertragen, in dem man es mit der Adsorption in verdünnten Lösungen zu tun hat, und an der Erfahrung geprüft. — Endlich ist auch eine Ableitung der bekannten Exponentialformel für die Adsorption gegeben, aus der die Bedeutung des Exponenten $1/n$ erhellt. — Die ganze Untersuchung stellt zweifellos einen bemerkenswerten Fortschritt in der Theorie der Adsorption dar.

VALENTINER.

Henry Briggs. Prehensility: a Factor of Gaseous Adsorption. Proc. Edinburgh Soc. **42**, 26—33, 1922, Nr. 1. Der Verf. führt für die Neigung einer Adsorptionsisotherme bei sehr geringen Drucken die Bezeichnung „Prehensility“ („Fassungsvermögen“) σ ein und bestimmt diese Größe, also das Verhältnis des pro Gramm Adsorbens adsorbierten Gasgewichts zu dem Enddruck des Gases (geringe Drucke vorausgesetzt), für eine Reihe von Adsorbentien (Kohle, kolloidales Silicium) gegen Stickstoff und

Wasserstoff bei der Temperatur von -190° . Die Kenntnis der Größe σ ermöglicht die Berechnung des Enddruckes p des Gases bei der Temperatur Θ_2 der flüssigen Luft, wenn man Anfangstemperatur Θ_1 , zugehörigen Anfangsdruck P des Gases, Volumen L des das Gas und das Adsorbens enthaltenden Gefäßes, Gasdichte w unter normalen Bedingungen und die Menge A des Adsorbens in Gramm kennt. Der Druckreduktionsfaktor ist

$$f = \frac{P}{p} = \frac{2,78 \sigma A \Theta_1}{Lw} + \frac{\Theta_1}{\Theta_2}$$

oder angenähert für Luft

$$f = \frac{2,16 \sigma A \Theta_1}{L}$$

wenn Θ_1 Zimmertemperatur und $\Theta_2 = -190^{\circ}$ ist. σ ist also maßgebend für das Evakuationsvermögen des Adsorbens. — Es wird ferner gezeigt, daß es für ein gutes Evakuieren eines Raumes vorteilhaft ist, ein bestimmtes Quantum des Adsorbens in mehrere gleiche Teile zu teilen und diese Teile nacheinander getrennt wirken zu lassen. Bei einer ganz bestimmten Zahl von Teilen muß sich eine maximale Wirkung zeigen; diese günstigste Zahl hängt von der Größe von f ab. VALENTINER.

D. H. Bingham and F. P. Burt. The Behaviour of Gases in Contact with Glass Surfaces. Proc. Roy. Soc. London (A) **105**, 481—488, 1924, Nr. 732. Die Verf. bestimmen das Adsorptionsvermögen von Glas gegenüber einigen Gasen. Glaswolle von abgeschätzter Oberfläche wurde in einem Glasgefäß durch Abpumpen bei 200° von Gasen befreit und dann bestimmten Gasen ausgesetzt. Aus Druck- und Volumenmessungen konnte die adsorbierte Menge berechnet werden. Es zeigte sich, daß die Adsorption sehr langsam vor sich geht und der Prozeß nach etwa 50 Stunden noch nicht beendet ist. Innerhalb einer solchen Zeit gilt bei verschiedenen Anfangsdrucken für die adsorbierte Menge s die Beziehung $s^m = kt$, worin m und k konstante Größen, t die Zeit bedeutet. Zwischen s und dem sich nach 24 Stunden einstellenden Gasdruck besteht die Beziehung $s^n = cp$, mit den Konstanten n und c , recht genau. Für vier Gase sind die n -Werte angegeben:

Kohlendioxyd	4,2	Schwefeldioxyd . . .	10,7
Stickoxyd	3,2	Acetylen	3,7

Versuche mit Ammoniak haben ergeben, daß seine Adsorption durch Glaswolle besonders stark ist. VALENTINER.

Leo Spencer. The Diffusion of Oxygen through Silver. Journ. chem. soc. **123**, 2124—2128, 1923, Nr. 731. Ein einseitig geschlossenes, spiralig gewundenes Silberrohr von 0,3 mm Wandstärke befindet sich in einem Porzellanrohr, um das eine elektrische Heizung gelegt ist. Das offene Ende des Silberrohres ist an ein Manometer angelegt, bzw. durch einen Hahn mit einer Luftpumpe verbunden. In das durch Gummistopfen verschlossene, umgebende Porzellanrohr kann Sauerstoff oder ein anderes Gas eingeleitet werden und es wird nun die Diffusion dieses Gases durch die Silberwandung bei verschiedenen thermoelektrisch gemessenen Temperaturen bestimmt durch Messung der Druckänderung an dem Manometer. Es ergeben sich dabei bis zu Temperaturen von 500° nur geringe Werte der Diffusion von Sauerstoff und besonders von Luft. Sie scheinen bei konstanter Temperatur proportional der Wurzel aus dem Gasdruck zu sein. Stickstoff diffundiert sehr viel langsamer als Sauerstoff, so daß sich im Silberrohr fast kein Sauerstoff zeigte, wenn sich Luft im Porzellanrohr befindet. Bei Luft unter 760 mm Druck im Porzellanrohr fand der Verf. für die

Temperaturen T die folgenden Beträge D von diffundiertem Gas in Kubikzentimeter pro Quadratzentimeter und Sekunde:

T	$D \cdot 10^7$	T	$D \cdot 10^7$
292	0,05	400	2,0
315	13	450	5,3
348	59	483	9,6
379	1,20	503	15,2

VALENTINER.

Richard Lorenz und Erich Wiedbrauck. Über Adsorption. Nr. 2. Zur Bestimmung der Adsorption von Gasen und Gasgemischen. ZS. f. anorg. Chem. **134**, 251—264, 1924, Nr. 2/3. Es wird hier eine „dynamische“ Methode beschrieben, um die Gleichgewichtszustände bei Adsorption von Gasgemischen zu messen. Sie beruht im wesentlichen auf folgendem. Ein Gasgemisch von bekannter Zusammensetzung wird in gleichmäßigem ununterbrochenen Strom durch vorher gut evakuierte Kohle hindurchgesaugt; nach einiger Zeit wird eine Probe des abströmenden Gases untersucht und das von der Kohle adsorbierte Gasgemisch abgepumpt, gemessen und analysiert. Die Zusammensetzung des adsorbierten Gases hängt von der Temperatur der Kohle ab. Eine Reihe von Versuchen zeigt die gute Reproduzierbarkeit der Resultate, wenn die Vorbehandlung der Kohle stets die gleiche ist. Als Beispiel sei hier ein Versuch mit Ergebnis mitgeteilt: Versuchstemperatur (Kohle) 0°C , Adsorptionsdauer 95 Min., Zusammensetzung des Gases vor der Adsorption: 4,9 Proz. CO_2 + 91,4 Proz. H_2 + 3,8 Proz. (N_2 + O_2); adsorbiertes Gas: 75,1 Proz. CO_2 + 24,9 Proz. H_2 . — Die benutzte Apparatur ist eingehend beschrieben.

VALENTINER.

Richard Lorenz und E. Wiedbrauck. Über Adsorption. Nr. 3. Über den Umschlag eines Holzkohleadorsbers bei der Adsorption von Kohlendioxyd und Wasserstoff. ZS. f. anorg. Chem. **135**, 42—48, 1924, Nr. 1/2. Mit dem früher beschriebenen Apparat und der in obenstehender Besprechung kurz angedeuteten Methode wurde das Mischungsverhältnis der Gasmischung CO_2 + H_2 bestimmt, das sich bei der Adsorption einstellte, wenn die Gasmischung über Kohlepulver strömte. Versuchstemperatur war 18° . Zusammensetzung des einströmenden Gases etwa: 5 Proz. CO_2 + 92 Proz. H_2 + 3 Proz. N_2 . Zusammensetzung des adsorbierten Gemisches nach längerem Durchströmen (Endzustand) ungefähr: 67 Proz. CO_2 + 29 Proz. H_2 + 4 Proz. N_2 . Dieser Endzustand zeigte sich erst nach längerem Durchströmen; anfänglich wurde, wie aus früher unterbrochenen Versuchen hervorging, verhältnismäßig mehr Wasserstoff als Kohlensäure adsorbiert, so daß bei einem Versuch, bei dem nur etwa 5 Liter Gemisch durch die Kohle geströmt war, als Zusammensetzung des adsorbierten Gases 38 Proz. CO_2 und 58 Proz. H_2 gefunden wurde. Die Verf. sprechen deshalb von einem „Umschlagpunkt“ des Adsorbens, bei dem es sich von der vorzugsweisen Adsorption des Wasserstoffs aus dem Gemisch zur vorzugsweisen Adsorption des Kohlendioxyds umstellt. Die Lage des Umschlagpunktes (die Menge durchgeleiteten Gemisches, bei der die vorzugsweise Adsorption des CO_2 beginnt) ist von der Temperatur nicht wesentlich abhängig.

VALENTINER.

Mituo Yamada. On the Occlusion of Hydrogen in Palladium. Phil. Mag. (6) **45**, 241—243, 1923, Nr. 265, Januar. Der Verf. erhielt für Palladium mit Wasserstoffbeladung ein Röntgenbild mit der Methode von Debye-Scherrer, das fast identisch ist dem für Palladium ohne Wasserstoff. Der Unterschied bestand nur in einer

geringen Verschiebung der Linien, die auf eine Dehnung des Gitters hindeutet. Die genaue Ausmessung zeigte, daß diese Dehnung genau der Volumenvergrößerung des Pd bei der Wasserstoffaufnahme entspricht. Es folgt hieraus, daß man es bei diesem System mit einer festen Lösung zu tun hat.

VALENTINER.

Jitsusaburo Sameshima and Kakichi Hayashi. Adsorption of Air by Various Kinds of Charcoals. Science Rep. Tōhoku Imp. Univ. **12**, 289—298, 1924, Nr. 3. Für eine Reihe von Kohlensorten wurde das Adsorptionsvermögen von Luft bei den Temperaturen -185° , -79° , 0° , Zimmertemperatur bestimmt und gefunden, daß in allen Fällen das von 1 g (oder 1 cc) Kohle adsorbierte Gasvolumen aus der Gleichung sich berechnen läßt: $v = k(1 - 0,0062 T + 0,00002 T^2)$, worin k eine für die Kohlensorte charakteristische Konstante bedeutet (Gasdruck über der Kohle 1 Atm.). Dichtebestimmungen an den gleichen Proben ergaben, daß im allgemeinen das Adsorptionsvermögen der Dichte proportional zunimmt.

VALENTINER.

H. Freundlich und Marie Wreschner. Über die Aufnahme von Uran UX_1 und Thorium durch Kohle. ZS. f. phys. Chem. **106**, 366—377, 1923, Nr. 5/6. Es wurde bereits früher gezeigt, daß $Th(NO_3)_4$ -Zusatz zu einer UX_1 -haltigen Lösung mit Blutkohle das UX_1 aus der Blutkohle verdrängen kann, von der es stark adsorbiert wird, daß aber eine mit Kohle vorbehandelte $Th(NO_3)_4$ -Lösung UX_1 bei der Adsorption aus einer Uranylнитratlösung schwächer von der Kohle verdrängt, als eine nicht vorbehandelte Lösung. Die vorliegende Arbeit bestätigt dies und ergibt, daß für die Verdrängung in starkem Maße die in einer neutralen $Th(NO_3)_4$ -Lösung vorhandenen Kolloidteilchen maßgebend sind, da die Entfernung der Teilchen durch Dialyse oder Kataphorese die verdrängende Wirkung herabsetzt und gerade durch das Schütteln der Th -Lösung mit Kohle auch die Kolloidteilchen adsorbiert werden. Dieser Anschauung entsprechend verdrängt eine saure, kolloidfreie Th -Lösung mit Kohle geschüttelt und nach Eindampfen und Wiederauflösen das UX_1 ebenso stark, wie eine frische nicht mit Kohle vorbehandelte. Die Verf. schließen, daß wahrscheinlich auch das UX_1 zum Teil in Form von Kolloidteilchen adsorbiert ist. „Darauf beruht wohl einmal die Langsamkeit der Gleichgewichtseinstellung und dann die umkehrbare Verdrängung durch Thorium, während andere Adsorptive, wie Benzoesäure, Strychnin-nitrat u. dgl. nicht umkehrbar verdrängen.“

VALENTINER.

Leon B. Richardson and John C. Woodhouse. The adsorption of mixed gases by charcoal. I. Carbon dioxide and nitrous oxide. Journ. Amer. Chem. Soc. **45**, 2639—2653, 1923, Nr. 11. Es wurde die Adsorption von Kohlensäure und Stickoxydul und von Mischungen der beiden Gase in Holzkohle bestimmt. Die untersuchten Mischungsverhältnisse waren 50 : 50, 25 : 75 und 75 : 25 Proz. Die Beobachtungstemperatur war 0° , die Gasdrucke betrugen bis zu 2800 mm Hg. Dabei ergab sich, daß, wenn man den Prozentgehalt des adsorbierten Gasgemisches kennt, man aus diesem und dem Adsorptionsvermögen von Kohle für die reinen Gase das adsorbierte Gesamtvolumen V für den betreffenden Druck berechnen kann. Es ist

$$V = \frac{V_1 a_1 + V_2 a_2}{100},$$

wenn V_1 und V_2 die bei dem Gesamtdruck adsorbierten Volumina der reinen Gase wären und a_1 und a_2 die Prozentgehalte der Mischung bedeuten. Nicht so einfach ist es aber mit der Berechnung der Volumina der einen Komponenten bei Kenntnis des Gesamtvolumens, das adsorbiert ist. Es zeigte sich, daß das Verhältnis des Ad-

sorptionsvermögens von N_2O und CO_2 nicht vom Prozentgehalt unabhängig ist. Es gilt vielmehr die folgende Tabelle (Auszug):

Drucke mm	Verhältnis des Adsorptionsvermögens $\frac{N_2O}{CO_2}$			
	reine Gase	50 Proz. N_2O	75 Proz. N_2O	25 Proz. N_2O
2800	1,00	1,02	1,00	1,00
2000	1,03	1,06	1,03	1,05
1200	1,102	1,10	1,08	1,10
600	1,173	1,23	1,20	1,26
200	1,256	1,54	1,53	1,56

Das Verhältnis der Molekularvolumina von N_2O zu CO_2 ist 1,025. Nur bei den höchsten Drucken scheint also das Adsorptionsvermögen für diese Gase sich umgekehrt wie die Molekularvolumina zu verhalten, was einer in anderen Fällen beobachteten Regel entsprechen würde. — Weitere Versuche haben ergeben, daß, wenn man die Gase nacheinander (nicht von vornherein gemischt) zur Kohle gelangen läßt, eine Verdrängung des einen durch das neu hinzukommende sehr langsam erfolgt und kaum bis zu dem Gleichgewichtszustand vor sich geht, der sich einstellt, wenn man die Gase vorher mischt und dann von der Kohle adsorbieren läßt. VALENTINER.

Albert Sprague Coolidge. The adsorption of vapors by charcoal. Journ. Amer. Chem. Soc. 46, 596—627, 1924, Nr. 3. Es wird zunächst ausführlich diskutiert, welche Größen auf das Adsorptionsvermögen von Kohle Einfluß haben, und der Verf. nennt dabei den Einfluß 1. der Kohlsorte, 2. des zu adsorbierenden Dampfes, 3. der Konzentration, 4. der Temperatur, weiter aber auch als wichtig 5. die Temperatur, bei der die vorhergehende Entgasung der Kohle stattfand, 6. die Zeitdauer der Entgasung, 7. den Enddruck bei der Entgasung, 8. vorherige Benutzung der Kohle zu Dampfadsorptionen, 9. Zeit seit der letzten Konzentrationsänderung, 10. die Richtung, in der das Gleichgewicht erreicht wird, von höherer oder niedrigerer Konzentration herkommend. Die letztgenannten fünf Einflüsse können durch geeignete Wahl der Größen völlig eliminiert werden, so daß nur die ersten fünf eine besondere quantitative Untersuchung erfordern und bei Einhaltung vorgegebener Werte dieser fünf Größen gut reproduzierbare Resultate erhalten werden können. Was den Einfluß 10 anlangt, so empfiehlt der Verf. nur die Resultate zu verwenden, die man bei Einstellung eines Gleichgewichtszustandes erhält, der sich nach Druckverminderung einstellt. Der Verf. bestimmte ferner die Adsorption der Dämpfe: Benzol, Äther, Schwefelkohlenstoff, Methan, Chloroform, Tetrachlorkohlenstoff, Methylloxalat, Äthylformiat, Wasser, in dem Temperaturintervall von 0 bis (wo es möglich war) 300° und bei Drucken zwischen 0,0012 und 1000 mm. Bei der Untersuchung der Adsorption von Wasserdampf und von Benzoldampf wurde Kohle benutzt von verschiedenen Entgasungstemperaturen (zwischen 350 und 1050°), bei der Untersuchung der übrigen Stoffe die Entgasungstemperatur 550° angewandt (vgl. Einfluß 5). Die Resultate sind durch eine große Zahl graphischer Darstellungen wiedergegeben. VALENTINER.

H. H. Lowry. The relation between the hydrogen content of certain charcoals and some other properties. Journ. Amer. Chem. Soc. 46, 824—846, 1924, Nr. 4. Eine systematische Untersuchung über den Einfluß des chemisch gebundenen Wasserstoffs in Holzkohle auf Dichte der Kohle, Adsorptionsvermögen,

Porosität an 23 Proben von Holzkohle, die aus Anthrazitkohle gewonnen ist. Dabei hat zunächst die chemische Analyse ergeben, daß Kohle, die in einem Gasofen auf Temperaturen von 900 bis 1200° erhitzt ist, und nicht aktiviert ist, 0,21 bis 0,53 Proz. chemisch gebundenen Wasserstoff enthält, und zwar um so weniger, je höher die Erhitzungstemperatur war. Die Dichte wurde mit Benutzung verschiedener Flüssigkeiten gemessen und unabhängig von der Eintauchflüssigkeit gefunden; sie war aber um so niedriger, je niedriger der Gehalt an Kohlenwasserstoffen war, insofern also abhängig von der ursprünglichen Erhitzungstemperatur. Weiter wurde das Porenvolumen und die Oberfläche aus Wasserdampfadsorptionsmessungen mit Benutzung der Gleichung von Anderson bestimmt, in die die Oberflächenspannung, Dampf- und Flüssigkeitsdichte, Sättigungsdruck und beobachteter Druck des Dampfes über der Kohle eingeht. Auch das Porenvolumen nimmt mit abnehmendem Wasserstoffgehalt ab.

VALENTINER.

H. H. Lowry and S. O. Morgan. A study of the rate of oxidation of certain charcoals. Journ. Amer. Chem. Soc. **46**, 846—852, 1924, Nr. 4. Zehn verschiedene Holzkohlenproben, aus Anthrazit hergestellt, wurden nach vorheriger Erhitzung auf 1030° im Wasserstoffstrom auf Oxydationsfähigkeit durch einen Sauerstoffstrom bei 450° untersucht. Dabei ergab sich ein um so höherer Betrag von Oxydation, je höher der Betrag an chemisch gebundenem Wasserstoff war und je größer sich die aus Wasserdampfadsorptionsversuchen abgeleitete Oberfläche ergab. Es ist danach die Oxydation in Analogie mit Lösungsphänomenen zu setzen. Der Betrag der Oxydation bei 450° wurde geringer gefunden, wenn die Kohle vorher länger im Wasserstoffstrom auf der Temperatur 1030° gehalten wurde, oder wenn statt 1030° eine höhere Temperatur (1070°) gewählt worden war. Mit wachsender Oxydationstemperatur nimmt die Oxydation beschleunigt zu.

VALENTINER.

G. W. Stewart. Acoustic wave filters. Phys. Rev. (2) **20**, 528—551, 1922, Nr. 6. In der elektrischen Wechselstromtechnik ist es möglich, mit Hilfe von — Selbstinduktion und Kapazität enthaltenden — Siebketten in einer Leitung, in der Ströme verschiedener Frequenz fließen, ganz bestimmte Frequenzen herauszusieben. Diese Tatsache läßt den Verf. die Möglichkeit des Bestehens ähnlicher Effekte im Gebiete der akustischen Schwingungen vermuten. — Die Betrachtungen führen, ausgehend vom Helmholtzschen Resonator, zu Schallfiltern, die aus einer Reihe gleichartiger Abteilungen zusammengesetzt und deswegen bemerkenswert sind, weil durch ihre Zwischenschaltung aus einem Schallbündel bestimmte Gruppen von Frequenzen durch Interferenz geschwächt und vernichtet, und nur begrenzte Frequenzgebiete nahezu ungeschwächt durchgelassen werden. Es werden drei Arten von Filtern berechnet, gebaut und untersucht: Durchlaßfilter für niedere Frequenzen, für hohe Frequenzen und für beiderseitig — nach oben und unten — begrenzte Frequenzgebiete (Frequenzbanden bzw. Frequenzstreifen). — Die Niederfrequenz-Durchlaßfilter haben nahezu keine Durchlässigkeit für Frequenzen über einem bestimmten Frequenzwert und fast vollkommenen Durchlaß für diejenigen unterhalb desselben. Die Hochfrequenz-Durchlaßfilter lassen nur Frequenzen oberhalb einer gewissen Grenze durch. Die Frequenzbanden-Durchlaßfilter lassen eine nach oben und unten begrenzte Gruppe von Frequenzen durch, während sie Töne mit Frequenzen oberhalb und unterhalb derselben zurückhalten. — In einem theoretischen Teile werden in das Gebiet der Akustik die Begriffe Impedanz, Trägheit und Kapazität eingeführt und Bestimmungsgleichungen für diese Größen aufgestellt. Für verschiedene Sonderfälle werden Gleichungen für die Grenzfrequenzen des Durchlaßgebietes abgeleitet. — Der zweite

Teil der Arbeit befaßt sich mit der Konstruktion und Untersuchung verschiedener Typen der obengenannten drei Arten von akustischen Filtern. — Niederfrequenz-Durchlaßfilter werden z. B. durch zwei konzentrisch gelegene Zylinder gebildet, die durch gleich weit voneinander entfernte, senkrecht zur Achse stehende Zwischenwände verbunden sind. Von jeder auf diese Weise zwischen den Zylindern liegenden ringförmigen Kammer führt eine Reihe von Öffnungen in den inneren Zylinderraum. Der Schall, aus dem gewisse Frequenzen herausgeseiht werden sollen, wird durch den inneren Zylinder geleitet. Versuchsergebnisse sind für folgende Filter angegeben: der Radius der inneren Röhre beträgt 1,2 cm, das Volumen jeder Kammer 6,5 cm³, die Entfernung zwischen zwei Begrenzungswänden 1,6 cm. Solch eine Kammer oder ein Stück gleicher Länge der inneren Röhre ist „Abteilung“ benannt. Das aus vier solchen Abteilungen bestehende Filter läßt im Frequenzbereich 0 bis 3200 Wechsel/sec 90 Proz. der Schallenergie durch. Bei Frequenz 3200 tritt völlige Schwächung ein. Andere solche Filter verschiedener Abmessungen schwächen in weiteren oder engeren Bereichen. — Hochfrequenz-Durchlaßfilter lassen sich durch ein gerades, zylindrisches Rohr herstellen, das kurze Seitenrohre trägt und an die Schallquelle angeschlossen ist. Eines der untersuchten Filter besteht aus einem 10 cm langen Rohre von 1 cm Durchmesser, die Seitenrohre von 0,28 cm Durchmesser waren 0,5 cm lang. Durch sechs Abteilungen eines solchen Filters werden ungefähr 90 Proz. der Schallenergie für Frequenzen über 800 durchgelassen, für kleinere Frequenzen wird jedoch der Durchgang verhindert. Filter mit anderen Abmessungen zeigen andere Grenzen zwischen Schwächungs- und Durchlaßgebiet. — Frequenzbanden-Durchlaßfilter entstehen aus einer Vereinigung der beiden anderen Arten. Die Seitenanschlüsse am inneren Rohre führen zu Kammern von beträchtlicher Größe, die zwischen dem inneren und einem äußeren Rohre liegen. Ein solches untersuchtes Filter besteht z. B. aus drei Abteilungen von je 5 cm Länge bei 0,5 cm Durchmesser des inneren Rohres. Die seitlichen Anschlußrohre haben gleichen Durchmesser und 2,2 cm Länge und führen in ringförmige Kammern von 28 cm³ Rauminhalt. Dieses Filter läßt Frequenzen zwischen 270 und 370 durch. — Die Wirkungsweise dieser drei Arten von akustischen Filtern ist besonders wegen der hohen Schwächung der Schallenergie außerhalb des Durchlaßgebietes bemerkenswert. Die Übereinstimmung der Versuchsergebnisse mit den theoretisch berechneten Werten ist zufriedenstellend, und es ist dadurch ermöglicht, Filter für spezielle Fälle zu berechnen und zu bauen. — Ihre Einfachheit und leichte Herstellungsmöglichkeit machen die akustischen Filter zu einem Mittel, um unter anderem im Laboratorium aus Tongemischen unerwünschte Komponenten zu eliminieren. Ferner eignen sie sich für die verschiedenen Arten der Schallanalyse. Auch in der Praxis ist ihre Verwendung vielseitig. Bei der Wiedergabe phonographischer Aufzeichnungen und in der drahtlosen Telephonie können durch Filter störende Frequenzen beseitigt werden, bei der drahtlosen Telegraphie ermöglichen akustische Filter den gleichzeitigen Empfang verschiedener Mitteilungen mit nur einer Antenne. Noch andere Anwendungsgebiete sind angedeutet. — Die Frage des akustischen Filters wird theoretisch und praktisch weiterbearbeitet.

REIHER.

G. W. Stewart. Acoustic wave filters: Attenuation and phase factors. Phys. Rev. (2) 23, 520—524, 1924, Nr. 4. Die Arbeit ist die Fortsetzung der vom gleichen Verf. durchgeführten Abhandlung über „Acoustic wave filters“ (vgl. vorst. Ref.). Sie befaßt sich mit theoretischen Überlegungen über die Größe des Schwächungsfaktors und die beim Durchgang der Schallwellen durch die einzelnen Abteilungen der Filter entstehende Phasenänderung. Die letzte Größe wird über den ganzen in

Betracht kommenden Frequenzbereich mit Hilfe einer neugebauten Versuchsanordnung für die drei Arten von Schallfiltern (Hochfrequenz-, Niederfrequenz- und Frequenzbanden-Durchlaßfilter) bestimmt. Für Niederfrequenz-Durchlaßfilter ergibt sich eine befriedigende Annäherung an die theoretischen Ergebnisse, nach welchen z. B. im Gebiete des Durchlasses der Energie mit zunehmender Frequenz eine Phasenänderung von 0 bis π stattfindet. Im Falle der beiden anderen Filtertypen wird keine Übereinstimmung gefunden.

REIHER.

H. B. Peacock. Predicted transmission curves of acoustic wave filters. Phys. Rev. (2) **23**, 525—527, 1924, Nr. 4. Für drei Arten von Schallfiltern wird nach dem experimentellen Verfahren von G. W. Stewart der Verlauf der durchgelassenen Schallenergie in Abhängigkeit von der Frequenz aufgetragen und mit dem Werte verglichen, der sich auf Grund der Gleichungen berechnet, die Stewart aufstellte. Es zeigt sich zwischen berechneten und experimentell gefundenen Werten gute Übereinstimmung, was zur weiteren Stützung der Richtigkeit der Überlegungen von Stewart beiträgt.

REIHER.

James B. Macelwane. A study of relation between the periods of elastic waves and the distance traveled by them, based upon the seismographic records of the California earthquake, January 31, 1922. Bull. Seismol. Soc. Amer. (5) **13**, 1—69, 1923, Nr. 2. Der Verf. bestimmte das Epizentrum des California-Bebens vom 31. Januar 1923 mit $41^{\circ}8' \pm 3' \text{ N}$, $125^{\circ}30' \pm 3' \text{ W}$ und den Anfang mit 13 h 17 m 21 s $\pm 1 \text{ M. G. C. T.}$ Einige Resultate: Der erste Vorläufer erreichte die pazifische Küste annähernd in Übereinstimmung mit der Laufzeitkurve von Gutenberg aus dem Jahre 1914, dagegen erreichten die *L*- und *M*-Wellen die transpazifischen Stationen in qualitativer Übereinstimmung mit Tams und Angenheister, indem sie eine größere Fortpflanzungsgeschwindigkeit unter dem Pazifik-Ozean als unter dem amerikanischen Kontinent zeigten. Die Periode von *P* nimmt ab und diejenigen, welche sehr kurz sind, nehmen zu mit wachsender Epizentralentfernung. Für die Perioden von *S* konnte keine Abhängigkeit von der Epizentralentfernung gefunden werden. Die Perioden der Maxima nehmen mit wachsender Epizentralentfernung ab. Zum Schluß findet man sehr zahlreiche Literaturangaben.

S. МОНОРОВИЋ.

Wilhelm Anderson. Über die Ursache der großen Geschwindigkeiten der Protuberanzen. ZS. f. Phys. **22**, 322—327, 1924, Nr. 5. In den Sonnenprotuberanzen wurden schon öfters sehr große Geschwindigkeiten gefunden, z. B. durch Photographien von Deslanders am 31. Mai 1894 Geschwindigkeiten von 834 km/sec. Erklärungsversuche von Pringsheim und R. J. Strutt (Monthly Not. **77**, 59, 1916) durch elektrische Kräfte in der Sonnenatmosphäre. Dieser Erklärung setzt Anderson seine „Stromstoßtheorie“ entgegen.

Mechanische Grundlage: Durch eine sehr lange und nicht zu enge Röhre ströme Flüssigkeit. Ausflußmündung plötzlich geschlossen; dadurch Stoß auf den Verschuß. p = Druck in Dyn/cm², H = Länge der Röhre, Q = Querschnitt der Röhre, ρ = Dichte der Flüssigkeit, v Geschwindigkeit der Flüssigkeit, τ = Zeit der Dauer des Gegendruckes. Dann ergibt sich die Gleichung:

$$p Q \cdot \tau = H Q \rho v \dots \dots \dots \text{(I)}$$

Am geschlossenen Ende der Röhre sei ein sehr kleines Loch; durch dasselbe spritzt während der Zeit τ Flüssigkeit mit der Geschwindigkeit

$$v = \sqrt{\frac{2p}{\rho}} = \sqrt{\frac{2Hv}{\tau}} \dots \dots \dots \text{(II)}$$

aus, wenn der äußere Druck gegenüber p vernachlässigt werden kann und wenn V gegen v sehr groß ist. Ähnliches gilt für einen Gasstrom. Beispiel: $H = 10\,000$ km, Q beliebig, $v = 2$ km/sec. Ist $\tau = 100$ sec, so wird $V = 20$ km/sec; ist $\tau = 0,1$ sec und $v = 8 \cdot 10^6$ cm/sec, so wird V ungefähr 1265 km/sec. Durch diese Stoßwirkung einer unterbrochenen Strömung kann also die Geschwindigkeit sehr stark erhöht werden (Vergleich: Erhöhung der Spannung im Extrastrom bei Stromunterbrechung).

Übertragung auf die Vorgänge auf der Sonne: dort sind Strömungen von verschiedensten Richtungen und Geschwindigkeiten; plötzliche Stauungen beim Zusammenstoß und damit nach obigem sehr große Geschwindigkeiten. — Bei einem solchen Zusammenstoß hohe Kompression und damit starke Erwärmung: es wurde schon öfters beobachtet, wie hell hervortretende Punkte in der Chromosphäre der Ort sind, wo sogleich darauf der Aufstieg einer Flamme oder einer kleinen Protuberanz erfolgt.

STÖCKL.

M. Jakob und S. Erk. Der Druckabfall in glatten Rohren und die Durchflußziffer von Normaldüsen. ZS. d. Ver. d. Ing. 68, 581—584, 1924, Nr. 22. Auszug aus einem ausführlichen Versuchsbericht (Forschungsarbeiten auf dem Gebiete des Ingenieurwesens, Heft 267, 1924). Zweck der vom Verein deutscher Ingenieure und mehreren Industrieverbänden unterstützten Untersuchung, an der sich noch mehrere Mitarbeiter beteiligten, war, die als Meßgeräte für große Gasmengen benutzten Normaldüsen zu eichen. Das geschah nach einem von Jakob früher ausgebildeten Verfahren (s. ZS. d. Ver. d. Ing. 66, 178 u. 864, 1922) durch Hintereinanderschalten der Düsen mit glatten Rohren, in denen aus dem Druckabfall die hindurchströmende Gasmenge bestimmt werden konnte. Zunächst wurde das Gesetz des Druckabfalles strömender Flüssigkeit in einem glatten Rohr im Bereich der Reynoldsschen Zahlen $R \left(= \frac{2w \cdot r}{\nu} \right) = 86\,000$ bis 462\,000 mit Wasser geprüft. Die

bisher meist gebräuchliche Potenzformel für die Widerstandsziffer als Funktion von R versagt oberhalb $R = 100\,000$ und muß durch eine andere, zuerst von Lees aufgestellte Gleichung ersetzt werden. Die Durchflußziffern der Düsen wurden mit Luft als strömender Substanz zwischen den Reynoldsschen Zahlen 71\,000 und 377\,000 bestimmt. Als Durchflußziffer (definiert durch die Gleichung $V = \alpha \cdot F \sqrt{\frac{2gh}{\gamma}}$)

ergab sich für die Normaldüsen, unabhängig von ihrer Größe, der Art ihres Einbaues und der Luftgeschwindigkeit $\alpha = 0,96$, während man bisher $\alpha = 0,98$ angenommen hatte. Die Messungen sind zum Teil in der Ventilatorenfabrik von Danneberg & Quandt in Lichtenberg bei Berlin, zum Teil in der Versuchsanstalt für Wassermotoren der Technischen Hochschule Charlottenburg ausgeführt worden.

MAX JAKOB.

A. Haerpfer. Die Konstanten des Polarplanimeters. ZS. f. Instrkde. 44, 270—274, 1924, Nr. 6. [S. 1526.]

SCHWERDT.

Franz Hennig. Ein neuer Registrier-Theodolit. ZS. f. Feinmech. 32, 198—199, 1924, Nr. 17. [Nr. 1527.]

BERNDT.

Walter Birnbaum. Der Schlagflügelpropeller und die kleinen Schwingungen elastisch befestigter Tragflügel. ZS. f. Flugtechn. 15, 128—134, 1924, Nr. 11/12. Untersucht werden zusammengesetzte, nicht zu große Schlag- und Dreh-schwingungen, die mit gleicher Frequenz, aber verschiedener Phase sinusförmig verlaufen. In einem Sonderfall gleitet der Flügel über wellenförmige Strömung

Allgemein lassen sich die Luftkräfte unter der Annahme berechnen, daß sie mit denen eines ungestört angeblasenen, aber zum Ausgleich der Anstellwinkelunterschiede zusätzlich gekrümmten Flügels übereinstimmen. In Wirklichkeit wird der Zustrom zum Flügel durch periodisches Abstoßen von Wirbeln an der Flügelhinterkante infolge der Zirkulationsänderungen beeinflusst. Die Berichtigungsrechnungen sind hier nicht wiedergegeben. — Die Schwankungen von Auftrieb und Moment um den Mittelwert Null bzw. deren Beizahlen werden zweckmäßig wie die Stromwerte in der Wechselstromtechnik komplex aufgetragen. Aus den Darstellungen, von denen zwei Beispiele gegeben werden, erkennt man, daß jene freien Wirbel die Auftriebsschwankungen verkleinern und in der Phase verzögern. Der oben erwähnte Sonderfall des Gleitens über eine Wellenbahn erfolgt fast luftkraftfrei. Der Randwiderstand infolge der freien Wirbel ist klein von zweiter Ordnung. Das zeitliche Mittel des Gesamtwiderstandes ist meist von Null verschieden, da Anblasrichtung und Luftkraft schwanken, also die periodischen Glieder quadratisch auftreten; er kann auch negativ werden: Vortrieb. Reine Drehschwingung um eine Achse in der Nähe des Druckmittels kann nie Vortrieb ergeben, wohl dagegen reine Schlagschwingung, vor allem wenn um 90° voreilende Drehschwingung hinzutritt. — Die Antriebsleistung zerfällt in den Vortrieb gegen schädliche Widerstände und die Verluste im Wirbelband. So läßt sich der Wirkungsgrad definieren. Herrscht statt des Vortriebs Widerstand, so muß ein Zusatzantrieb vorhanden sein. Es kann auch vorkommen, daß der Flügel Windleistung aufnimmt und dynamisch instabil schwingt. Das ist nur bei Kopplung zweier elastischer Freiheitsgrade möglich. Aus den Bewegungsgleichungen ergibt sich ein Unstabilitätsbereich, der von der Biege- und Verdrehsteifigkeit abhängt und mit zunehmender Geschwindigkeit breiter wird. — Um das zu vermeiden, sollen der gegebene Schwerpunkt des Flügelquerschnittes sowie die elastische Achse möglichst vorn liegen. — Beim dynamischen Segeln können elastische Schwankungen bei Resonanz mit der Windperiode vorteilhaft wirken. Die Größe des Vortriebs der Schlagflügel wird, gleichfalls für das ebene Problem, berechnet. Die Ergebnisse sind durch Versuche im Windkanal gestützt.

EVERLING.

A. Pröll. Wissenschaftliche Grundlagen und Aussichten des motorlosen Fluges. ZS. d. Ver. d. Ing. 68, 557—561, 1924, Nr. 22. Der Gleitwinkel motorloser Flugzeuge ist schlechter als der von Bodenfahrzeugen, während das Motorflugzeug, weil seine Antriebsleistung von der Geschwindigkeit nahezu unabhängig ist, und weil es nur Stützpunkte braucht, Bodenverkehrsmitteln überlegen ist. Für Segelflug kommt Relativgeschwindigkeit gegen Luft in Frage, flachstes Gleiten oder langsamstes Sinken; Ausnutzen fast nur des Gelände-, weniger des Wärme- und Reibungsaufwindes, für die unsere aerologischen Kenntnisse und unsere „Luftinstinkte“ noch ungenügend entwickelt sind. — Dynamisches Segeln durch taktmäßiges Kreisen in einer der Perioden, am besten der Grundschwingung, schwankenden Windes ist rechnerisch möglich bei besonders starker Böigkeit in anhaltender Periodizität, jedoch erschwert durch Verzögerung zwischen Einsetzen der Böe und Steuerbetätigung; Wind stark wechselnder Richtung seltener anzutreffen, jedoch beim Segeln des Albatros auf hoher See neben Geschwindigkeitszunahme über Wellentälern ausnutzbar. — Anforderungen an Segelflugzeuge: hoher Auftrieb, kleinster Widerstand, z. B. Fahrgestell durch Rollbälle ersetzt, wirksame Steuer, kleines Gewicht und Trägheitsmoment, leichteste Werkstattausführung in bester Gestalt. Hannover H 6 hat Sinkgeschwindigkeit rechnerisch auf 0,46 m/sec herabgedrückt. — Wissenschaftliche Ausnutzung durch Vermessen von Gleitflügen bei Windstille. — Kleinmotor-Flugzeuge unterscheiden sich von den ältesten Versuchen durch strömungstechnische Ausbildung. — Hilfsmotoren für Segel-

flug müßten im Fluge anzuwerfen sein, ihre Schraube dürfte beim Segeln keinen Widerstand geben. Vielleicht löst das Schwingenflugzeug diese Aufgabe. Hierzu ist zeit-mikroskopische Erforschung des Vogelfluges nötig.

EVERLING.

Delanghe. Méthode générale pour déterminer graphiquement les éléments du vol d'un avion. C. R. 177, 1012—1014, 1923, Nr. 21. Das allgemeine Verfahren, das Verhalten des Flugzeuges in der Luft zeichnerisch zu bestimmen, geht aus von den Bestimmungsgleichungen des geradlinigen, unbeschleunigten Steigfluges, in denen die Widerstandsvergrößerung durch den Schraubenstrahl berücksichtigt wird. Durch Ausschalten des Gesamtgewichtes aus beiden Beziehungen und aus der Gleichheit von Auftrieb und Gewichtskomponente ergeben sich zwei Gleichungen, deren linke Seiten vom Steigwinkel, den Luftkraftbeizahlen und dem Verhältnis der Tragflügel- und Schraubenkreisfläche abhängen, deren rechte Seiten, mit einem für beide gleichen Ähnlichkeitsfaktor, der vierfachen Schraubenzugkraft, bezogen auf Luftdichte, Schrauben- und Flügelfläche, bzw. der Flächenbelastung, bezogen auf den Staudruck der Schraubenumfangsgeschwindigkeit, entsprechen. — Aufgelöst wird dieses Gleichungspaar durch zwei Scharen von Kurven für verschiedene Steigwinkel bzw. Höhen als Parameter. Jeder Drehzahl entspricht ein Wert des Faktors und damit je ein Punkt auf den Höhenkurven. Flugbahn und Steiggeschwindigkeit lassen sich für die Schnittpunkte berechnen. Der Gipfelhöhe entspricht die Höhenkurve, die die Kurve für den Steigwinkel Null berührt. Die Beziehung wurde abgeleitet unter der Annahme, daß die Triebwerke einander gleich sind. Anderenfalls tritt an Stelle eines Produktes eine Summe, und die Gleichung der Höhenkurve ändert sich. Man kann ihre Abszisse durch Summieren der Abszissen für die einzelnen Triebwerke erhalten. — Betrachtet man statt der Kräfte die Leistungen, so gelangt man zu ähnlichen Kurven, doch sind jetzt die Koordinaten nicht mehr Luftkraftbeiwerte, sondern der Staudruck und die Nutzleistungsbelastung mal der Wurzel aus der halben Luftdichte.

EVERLING.

Albert Baldit. Sur les mouvements ondulatoires de l'atmosphère et leur utilisation par l'aviation sans moteur. C. R. 176, 120—122, 1923, Nr. 2. Die Wellenbewegung der Luft und ihre Ausnutzung für den motorlosen Flug ist eine Verallgemeinerung der Frage nach der Ausbreitung der für den Segelflug nützlichen aufsteigenden Luftströme, der Möglichkeit ihrer Erkennung, Messung und Vorhersage, sowie ihrer Ableitung aus der Wetterkarte. — Bedeutendere aufsteigende Luftströme entstehen: 1. vor barometrischen Tiefs, 2. in Böenwalzen und Gewittern, 3. in Luftwogen, die, oft durch Streifenwolken sichtbar, meist keine große Schwingweite haben und praktisch nicht ausgenutzt werden können; sie können jedoch auch mit größeren Schwingweiten als 1 km auftreten, werden dann aber oft nur durch Zufall bemerkt. Aus Pilotaufstiegen mit Anschneiden durch zwei Theodoliten und Windmessungen im Fesselballon hat der Verf. solche Wellen nachweisen können; z. B. am 31. Mai 1918 herrschte bis 9 km Höhe O-Wind von 10 m/sec. Ein Pilot um 3 Uhr nachmittags gab unter 1 km Höhe bis 3 m/sec Abwärtsgeschwindigkeit, bis 1,8 km Höhe wagerechte Bewegung, bis 3 km Höhe Aufwind bis zu 3 m/sec Stärke. Der Pilot hat also eine langsam fortschreitende Luftwoge durchquert. Diese machte sich auch an Fesselballonen durch plötzliche Schwankungen der Kabelspannung um mehr als 400 kg bemerkbar, und zwar über eine Strecke von mindestens 80 km. Andere Anzeichen für die Wogen waren nicht vorhanden. Die Wetterlage zeigte ein Hoch über England, wie häufig im Mai und September; meist ist damit nach Norden fortschreitende Erwärmung verbunden. Die Luftwogen wurden wahrscheinlich durch Einbruch einer kalten Schicht aus hohen Breiten ausgelöst.

EVERLING.

4. Aufbau der Materie.

Vladimir Njegovan. Šta je materija? (Was ist die Materie?) Mit 17 Abbild., 55 S., Zagreb, Bibliografski Zavod D. D., 1924. (Serbokroatisch.) In dieser kleinen Schrift gibt der Verf. die Grundgedanken, welche von den ältesten Zeiten bis zu der Gegenwart uns zu der heutigen Auffassung der Materie geführt haben. S. МОНОВОЌИЋ.

A. S. Russell. The Complexity of the Elements. Part I. Elements of Odd Atomic Number. Phil. Mag. (6) 47, 1121—1140, 1924, Nr. 282. In einer früheren Mitteilung hatte Verf. Gründe für die Annahme vorgebracht, daß es vier unabhängige radioaktive Zerfallsreihen gebe mit den Atomgewichten $4n+3$, $4n+2$, $4n+1$ und $4n$, von denen die erste die Actiniumreihe, die zweite die Uran-Radiumreihe, die dritte eine hypothetische mit den Endprodukten Bi oder Tl, die vierte die Thoriumreihe sein soll. Aus den bekannten Isotopen der Radioelemente, bei denen aber nur α -Strahler gezählt werden, während β -Strahler wegen ihrer relativ kurzen Lebensdauer nicht berücksichtigt werden, werden folgende Sätze abgeleitet und auf die Isotopie nicht aktiver Elemente angewandt:

1. Die höchste Atomgewichtsdifferenz zweier Isotopen beträgt 8. Das leichteste Element, bei dem diese Höchstzahl beobachtet wurde, ist Selen.
2. Elemente ungerader Ordnungszahl haben nur zwei Isotopen von ungeradem Atomgewicht mit der Atomgewichtsdifferenz 2. Dieser Satz ist bisher an allen von Aston untersuchten Elementen ungerader Ordnungszahl bestätigt worden.
3. Die Elemente mit gerader Ordnungszahl haben sowohl ungerad- als geradzahlige Atomgewichte. Die Anzahl der letzteren ist auf zwei mit der Atomgewichtsdifferenz 2 beschränkt. Die Radioelemente 84 und 92 widersprechen diesem Satz.
4. Ein bestimmter Wert der Differenz $\frac{a_1 + a_2}{2} - 2Z$ (a_1 und a_2 Atomgewichte zweier Isotopen eines Elements ungerader Ordnungszahl Z) kommt nur einem Element zu.
5. Ebenso kommt ein bestimmter Wert von $a - 2Z$ (a ungeradzahliges Atomgewicht eines Elements der geraden Ordnungszahl Z) nur einem Element zu.

Die letzten beiden Sätze gelten bei den Radioelementen nicht. — Die auf Grund dieser Sätze möglichen Atomgewichte werden für das Intervall von $Z = 85$ bis $Z = 19$ berechnet. Dabei ergibt sich, daß die Vielfachheit der Elemente ungerader Ordnungszahl eine periodische Funktion von Z ist mit der Periode 16. Bestimmt einfach sind die Elemente $Z = 16n+1$, $Z = 16n+11$, $Z = 16n+7$, fraglich $16n+5$ und $16n+13$, doppelt die Elemente von der Ordnungszahl $16n+3$, $16n+9$ und $16n+15$. Fehlen müssen danach die Atomgewichte 13, 17, 21, 25, 29, 33, 49, 53, 57, 61, 73, 91, 99, 105, 113, 125, 135, 143, 149, oder 147, 157, 169, 179, 187, 191, 201, 223, 231, wahrscheinlich auch 137, 195 und 211. Zu geraden Ordnungszahlen gehören:

Atomgewicht . . .	77	83	101	111	117	119	129	131	145
Ordnungszahl . . .	34	36	44	48	50	50	54	54	60
Atomgewicht . . .	155	161	163	173	175	189	199	205	207
Ordnungszahl . . .	64	66	66	70	70	76	80	82	82

Joos

H. C. Urey. The distribution of electrons in the various orbits of the hydrogen atom. *Astrophys. Journ.* **59**, 1—10, 1924, Nr. 1. [S. 1533.] HERZFELD.

J. C. Slater. Radiation and Atoms. *Nature* **113**, 307—308, 1924, Nr. 2835. [S. 1530.]

H. A. Kramers. The Law of Dispersion and Bohr's Theory of Spectra. *Nature* **113**, 673—674, 1924, Nr. 2845. [S. 1531.]

Arthur H. Compton. A quantum theory of uniform rectilinear motion. *Phys. Rev.* (2) **23**, 118, 1924, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) [S. 1532.] KOSSEL.

Frederick Soddy. The origins of the conception of isotopes. *Les Prix Nobel en 1921—1922*, 29 S. Historischer Überblick über die Entwicklung des Isotopenbegriffes. BEHNKEN.

Francis William Aston. Mass-Spectra and Isotopes. *Les Prix Nobel en 1921—1922*, 14 S. Zusammenfassende Schilderung der Entwicklung des Massenspektrographen und der bis Ende 1922 mit ihm erzielten Ergebnisse. BEHNKEN.

Georg-Maria Schwab. Über Ozon. *ZS. f. phys. Chem.* **110**, 599—625, 1924. [S. 1615.] SCHWAB.

E. H. Riesenfeld. Über die Bildung von Ozon und Wasserstoffsperoxyd in der Knallgasflamme. [*ZS. f. phys. Chem.* **110**, 801—807, 1924. [S. 1609.] RIESENFELD.]

E. C. C. Baly and R. A. Morton. Refractivity and the molecular phase hypothesis. I. *Journ. phys. chem.* **28**, 659—667, 1924, Nr. 6. [S. 1582.] KAUFFMANN.

M. Born. Über die elektrische Deutung der chemischen Kräfte. *ZS. f. Elektrochem.* **30**, 382—386, 1924, Nr. 8 (15/16). Der Vortrag bespricht zunächst die Anschauungen Kossels und behandelt dann den Fall hochsymmetrischer Ionengitter, wo sich die elektrostatische Gittertheorie mit dem Energieansatz $\varphi = \pm \frac{e}{r} + \frac{b}{r^9}$ bewährt, wie an Alkalihalogeniden gezeigt wird. Hierauf wird auf die von Fajans betonte Wichtigkeit der Deformierbarkeit der Atome eingegangen und für die Dämpfe der Alkalihalogenide bewiesen, daß die Deformationsarbeit gleich der Differenz der Gitterenergie und der Sublimationswärme ist. Das Hauptresultat der vorgetragenen Untersuchungen ist dahin zu formulieren, daß für gerichtete Valenzen im gewöhnlichen Sinne der Chemie in den betrachteten Fällen jedenfalls energetisch kein Platz ist. Die Existenz der Ionenladung und die Deformierbarkeit der Elektronenhülle erweist das Vorhandensein einer hierauf beruhenden Bindungsenergie, und da diese mit der beobachteten Wärmetönung recht genau übereinstimmt, so bliebe für etwa außerdem vorhandene, gerichtete Valenzen kein höherer Energieanteil als einige Prozente des Gesamtbetrages. Die Zahl der Valenzen ist energetisch zu erklären, wie dies Herzfeld und Grimm getan haben; ihre geometrische Anordnung muß im allgemeinen durch eine mechanische Untersuchung des Molekülmodells erschlossen werden, ergibt sich aber oft einfach durch Symmetriebetrachtungen. KAUFFMANN.

P. Pfeiffer. Lokalisation und spezifische Wirkung der Nebenvalenzkräfte. *ZS. f. anorg. Chem.* **137**, 275—290, 1924, Nr. 3/4. Es wird kurz zu zeigen versucht, wie man ausgehend von ganz einfachen Verbindungen erster Ordnung auf Grund bekannter und neuer Tatsachen ungezwungen zur Annahme lokalisierter Valenz-

kräfte zwischen den Komponenten von Molekülverbindungen kommt. Im Chlorwasserstoff stehen sowohl am Chlor- als auch am Wasserstoffatom Restaffinitäten zur Verfügung, die streng lokalisiert und ganz spezifischer Art sind, so daß je nach der Natur des Addenden bald Addition am Chloratom, bald Addition am Wasserstoffatom erfolgt. Metallsalze lagern sich an das erstere, Amine an das letztere an. Das Wasser stellt sich ihm an die Seite; die Restaffinität am Sauerstoff kommt bei der Bildung von Metallsalzhydraten und Säurehydraten zur Geltung, während die des Wasserstoffs zurücktritt und nur noch in lockerer Form z. B. Ammoniak und Amine zu binden vermag. Beim Ammoniak addiert nur der Stickstoff, aber nicht mehr der Wasserstoff, und ist daher die Restaffinität scharf auf den Stickstoff lokalisiert. Beim Methan steht an keinem der Atome eine merkliche Restaffinität zur Verfügung. Es ist eine inerte Substanz wie die übrigen Grenzkohlenwasserstoffe. Die Kohlenwasserstoffe der Äthylen- und Benzolreihe gehen wieder Additionsreaktionen ein, und die Additionszentren sind unzweifelhaft die ungesättigten Kohlenstoffatome. Dies wird erwiesen durch die Vereinigung mit Metallsalzen und mit Chinonen. In den Halogenderivaten der Kohlenwasserstoffe ist in bestimmten Fällen, z. B. beim Triphenylmethylchlorid, $(C_6H_5)_3C-Cl$, das Halogen der Träger der Restaffinität. Wie beim Wasser, so ist auch bei den Alkoholen und Äthern der Sauerstoff das Additionszentrum für Metallsalze und Säuren. Neu ist, daß in den Alkoholen auch der Hydroxylwasserstoff eine Additionsstelle ist, wie das Auftreten einer Farbvertiefung beim Zusammenbringen von Alkoholen mit Tetramethyldiaminodibenzalacetone oder mit Dimethylaminobenzolacetophenon beweist. Haben die Alkohole zwei, so besitzen die Phenole drei Additionsstellen; eine am Hydroxylsauerstoff, eine zweite am Hydroxylwasserstoff und eine dritte, die den Alkoholen fehlt, an den ungesättigten Ringkohlenstoffatomen. Bei den Nitrophenolen sollten durch das Hinzutreten der Nitrogruppen vier solcher Stellen vorhanden sein; nachweisbar sind nur zwei, eine an den Nitrogruppen und eine zweite am Hydroxylwasserstoff. Bei den aromatischen Aminen sind Additionsstellen der Aminstickstoff und die Ringkohlenstoffatome, ferner der Aminwasserstoff, wie wieder mit Hilfe der obengenannten farbigen Ketone erschlossen wurde. — Eine wirklich scharfe Lokalisation der Nebenvalenzkräfte besteht nur in erster Annäherung, so daß bei Konstitutionsbetrachtungen nur die Hauptkraftwirkungen berücksichtigt werden können.

KAUFFMANN.

W. Heisenberg. Über den Einfluß der Deformierbarkeit der Ionen auf optische und chemische Konstanten. II. Stabilität und Bildungswärme dreiatomiger Molekeln und Ionen. ZS. f. Phys. **26**, 196—204, 1924, Nr. 3. Es wird angenommen, daß bei Verbindungen vom Typ H_2O die drei Atome in einer Geraden liegen. Gegen diese Annahme spricht zunächst die Existenz eines elektrischen Moments, doch läßt sich zeigen, daß bei Berücksichtigung der Deformation der Ionen es sehr wohl eine geradlinige Konfiguration gibt, welche ein elektrisches Moment besitzt. Beim Wasser kommt eine Deformation nur für das Ion O^{--} in Frage. Unter Berücksichtigung dieser Deformation läßt sich die potentielle Energie der Molekel angeben und aus der für die Gleichgewichtslage geltenden Forderung eines Extremwerts der potentiellen Energie die Gleichgewichtskonfiguration berechnen. Bei genügend großer Deformierbarkeit des O^{--} -Ions ergeben sich nun außer der unmittelbar evidenten symmetrischen Konfiguration noch zwei weitere, unter sich spiegelbildliche Anordnungen, bei denen die Abstände der H^+ -Ionen von O^{--} verschieden sind. Merkwürdigerweise ist sogar die symmetrische Anordnung labil, die asymmetrische stabil. Nernst hatte seinerzeit gegen die Kosselsche Valenztheorie

den Einwand erhoben, daß nach ihr die Wärmetönung einer Reaktion vom Typ $3\text{H}^+\text{Cl}^- \rightleftharpoons \text{H}^+\text{Cl}^- \text{H}^+ + \text{Cl}^- \text{H}^+\text{Cl}^-$ verschwinde, also in einem HCl -Gas die Ionen $\text{H}^+\text{Cl}^- \text{H}^+$ und $\text{Cl}^- \text{H}^+\text{Cl}^-$ in großer Konzentration vorhanden sein müßten. Dies ist aber nur so lange der Fall, als man mit starren Ionen rechnet. Unter Berücksichtigung der Deformationsarbeit wird dagegen, wie am Beispiel von NaCl gezeigt wird, die Wärmetönung so groß, daß die Konzentration dieser Ionen praktisch Null wird. Joos.

H. Kornfeld. Über den Einfluß der Deformierbarkeit der Ionen auf optische und chemische Konstanten. III. Die Eigenschwingungen des CO_3^{--} . ZS. f. Phys. 26, 205—222, 1924, Nr. 3. Vom Bau des CO_3^{--} -Ions wird angenommen, daß die drei O^{--} -Ionen in den Ecken eines gleichseitigen Dreiecks sitzen, in dessen Schwerpunkt sich das C^{+++} -Ion befindet. Die potentielle Energie dieses Modells setzt sich zusammen aus

1. der elektrostatischen Anziehung und Abstoßung der Ionen,
2. der elektrostatischen Anziehung der infolge der Deformation entstehenden Dipole. Dabei wird angenommen, daß die Deformation des C^{+++} -Ions gegen die der O^{--} -Ionen verschwindet.
3. Aus der mit einer hohen Potenz des Abstands abnehmenden Abstoßung der Ionen, welche ihr scheinbares Eigenvolumen bedingt. Diese ist proportional r^{-5} angenommen.

Unter diesen Annahmen ergeben sich drei Eigenschwingungen, von denen eine auf der Modellebene senkrecht steht, die beiden anderen in diese fallen. Die relative Lage der drei Frequenzen stimmt auf etwa 15 Proz. mit der Beobachtung überein. Für die Deformationskonstante von O^{--} ergibt sich ein wesentlich kleinerer Wert, als ihn Heisenberg durch Extrapolation der aus der Rydbergkorrektur ermittelten Werte gefunden hatte, was mit den Ergebnissen von Fajans und Joos übereinstimmt, wonach die Deformierbarkeit von der chemischen Bindung und der durch sie bereits hervorgerufenen Deformation abhängt. Joos.

Karl F. Lindman. Über eine von einem asymmetrisch-tetraedrischen und von einem spiralförmigen Molekülmodell erzeugte Drehung der Polarisationssebene der elektromagnetischen Wellen. Ann. d. Phys. (4) 74, 541—573, 1924, Nr. 14. [S. 1588.] A. WENZEL.

A. A. Griffith. Breuk-theorie. Physica 4, 184—187, 1924, Nr. 6. Die Bruchspannung eines Materials ist 20- bis 100mal kleiner, als man aus der Summe der molekularen Anziehungskräfte folgern würde. Verf. hat darum eine Bruchtheorie aufgestellt, nach welcher in jedem Material stellenweise die Energie sich in kleinen Rissen und Berührungsebenen zweier Kristallpartikeln anhäuft. Idealisiert man die Risse als kleine abgeplattete Ellipsoide, so kann man eine Bruchspannung berechnen, welche mit den Experimenten übereinstimmt. An der Grenze der Risse ist dann tatsächlich im Augenblick des Zerreißen die Spannung von gleicher Größenordnung wie die Summe der molekularen Kräfte. Um das obengenannte Verhältnis 20 bis 100 zu ergeben, sollen die Risse von der Größenordnung 10^{-3} bis 10^{-4} cm sein. In sehr feinen Drähten können solche Risse also nicht vorkommen, und tatsächlich ergaben auch die Experimente, daß für sehr feine Drähte die Bruchspannung dem theoretischen Werte sich nähert. Auch soll nach der Theorie die Bruchspannung bei Druck etwa achtmal so groß sein als bei Zug. Experimentell findet man bei Stein 7- bis 11mal und bei gehärtetem Eisen und Stahl gleiche Werte. Genügend hoch erhitztes Glas, das plötzlich gekühlt wird, hat fast die theoretische Festigkeit, verliert dieselbe mit

der Zeit jedoch wieder, wohl infolge der Kristallisation. Ein so behandeltes Quarzstäbchen kann man sogar ohne Bruch oder dauernde Deformierung stark biegen, soll sich aber vor der leichtesten Berührung der gebogenen Stelle hüten, weil dadurch sogleich Risse an der Oberfläche entstehen. Bricht das Stäbchen dann, so fällt es in vielen Stücken auseinander, wohl weil die an der Bruchstelle frei werdende große Energie sich weithin verbreitet und Risse verursacht. KOLKMEIJER.

A. A. Griffith. Het gebruik van zeepvliezen bij het oplossen van spanningsproblemen. *Physica* 4, 187—189, 1924, Nr. 6. Wenn man eine Seifenblase mit Oberflächenspannung s über eine Öffnung in einer ebenen Platte spannt und unter die Blase einen Überdruck p anbringt, so ergibt bei gegebener Randkurve $\varphi(xy) = 0$ die Gleichung $\frac{\partial^2 z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 z}{\partial y^2} + \frac{p}{2s} = 0$ die Gestalt der Blase. Diese Gleichung, sowie dieselbe mit $p = 0$ spielt eine Rolle in der Elastizitätstheorie. Verf. benutzt diese formale Übereinstimmung, indem er eine Seifenblase über eine in eine ebene Platte gemachte Öffnung von gleicher Form wie der Querschnitt des zu untersuchenden Stabes ausspannt. Bläst er jetzt die Blase auf, so kann er mit besonderen Hilfsmitteln einen Stift an der Oberfläche entlang führen, welcher die Kurven gleicher Höhe über der Platte aufzeichnet. Das dichte Aneinanderliegen dieser Linien deutet auf große Schubspannung an der übereinstimmenden Stelle des Stabes. Auch die Neigung der Berührungsebene an der Blase (mittels Reflexion eines Lichtstrahls bestimmt) ergibt ein Maß für die Schubspannung. Das Volumen zwischen Blase und Platte ist ein Maß für den Widerstand des Stabes gegen Drillung. Auch dieses Volumen bestimmt Verf. in geeigneter Weise. Die Methode kann auf 2 Proz. genaue Ergebnisse hervorbringen. KOLKMEIJER.

O. Mügge. Über die kristallographische Orientierung beliebiger Schnitte tetragonaler und hexagonaler Kristalle mit Hilfe der Auslöschungsrichtung und der Spuren (oder Spaltrisse) nach den Flächen der Säule I. oder II. Ordnung. *Centralbl. f. Min.* 1924, S. 385—389, Nr. 13. [S. 1587.] A. WENZEL.

G. R. Levi e A. Ferrari. I reticoli cristallini dei carbonati romboedrici di metalli bivalenti. *Lincei Rend.* (5) 33 [1], 516—521, 1924, Nr. 12. Die Verff. untersuchen nach dem Debye-Scherrer-Verfahren die isomorphe Gruppe der rhomboedrischen Carbonate. Unter Annahme der von Bragg (*Proc. Roy. Soc. London* (A) 89, 468, 1914) für den Kalkspat zugrunde gelegten Struktur, nach welcher die Ca-Atome ein flächenzentriertes Rhomboeder bilden, und die C-Atome die Kantenmitten und die Raummitte desselben besetzen, während die O-Atome in einer Ebene um die C-Atome angeordnet sind, so daß das Elementarparallelepiped vier Moleküle enthält, berechnen die Verff. für die untersuchten Mineralien folgende absoluten Abmessungen (a = Kantenlänge des Elementarrhomboeders, D = die berechnete Dichte, α = Polkantenwinkel):

Mineral	a . Å	D	α
Kalkspat	6,36	2,76	101° 55'
Dolomit	6,14	2,86	102 52
Rhodocrosit	6,03	—	102 50
Smithsonit	5,86	4,51	103 28
Siderit	6,03	—	103 04
Magnesit	5,84	3,08	103 21

Diese Werte stimmen gut mit früheren anderweitig gefundenen überein. K. BECKER.

J. Beckenkamp. Die Feinstruktur des kristallisierten Kohlenstoffs und des Benzols. *ZS. f. anorg. Chem.* **137**, 249—274, 1924, Nr. 3/4. Verf. nimmt neben den elektrostatischen und elektrodynamischen Kräften, welche zwischen den Atomen eines Kristallgitters wirksam sind, auch noch eine weitere Art von Kräften an, welche die dichteste Anordnung der einzelnen Massenteilchen herzustellen streben. (Vgl. Beckenkamp, *ZS. f. Krist.* **58**, 7; diese *Ber.* **4**, 1223, 1923; *ZS. f. anorg. Chem.* **130**, 69; diese *Ber.* **4**, 1443, 1923.) Man kann diese Kräfte als eine wesentlich vom Kern ausgehende Gravitation betrachten. Infolge dieser auf den Kern zurückgehenden Kräfte suchen sich die Atomschwerpunkte nach Tetraedern anzuordnen, und zwar so, daß sich die neutralen Kugeloberflächen gegenseitig berühren, während die äußeren Elektronen in den Zwischenräumen zwischen den Kugeln Platz finden. Auch die äußeren Elektronen strahlen nach allen Richtungen elektrische Kräfte aus, welche auf die positiven Kerne anziehend wirken. Diese Kraftlinien treffen die Kerne in einem um so dichteren Bündel, je näher der Kern bei dem ausstrahlenden Elektron liegt. Es sind nun folgende Anordnungsmöglichkeiten der Kerne und Elektronen vorhanden: 1. Es wird zuweilen ein Voll-, zuweilen auch ein Halbelektron zwischen zwei Kernen an der Berührungsstelle der beiden Kugeln festgehalten. Die beiden Kerne werden dann durch eine Valenz „erster Ordnung“ miteinander verknüpft. 2. Es kommen die Kugeln nicht zu direkter Berührung. Dann können sich zwei Elektronen auf der Verbindungslinie der beiden Kerne festsetzen. Der Abstand zweier auf diese Weise gebundenen Atome muß aber größer sein als der Abstand jener Atome, bei denen nur ein Elektron zwischen den Kernen liegt. 3. Es können sich mehrwertige Atome auch doppelt oder mehrfach in paralleler Form binden. (Beispiel CaCO_3 , NaClO_3 .) 4. Es werden auch Kerne in weiterem Abstand der Elektronen festgehalten. Doch ist die Bindung um so schwächer, je weiter der Kern vom Elektron entfernt ist. Dies sind „Valenzen höherer Ordnung“ oder „Nebenvalenzen“. — Unter Berücksichtigung der Packungsverhältnisse in einem Kristallgitter lassen sich folgende Grundtypen der Atomanordnung ableiten: 1. Dichteste Kugelpackung, Typus α_1 mit hexakis-oktaedrischer oder tetrakis-trigonalen Symmetrie. 2. Dichteste Kugelpackung, Typus β_1 mit hexagonaler Symmetrie. Von diesen beiden Grundtypen leiten sich alle anderen Punktanordnungen durch Vereinigung mehrerer solcher Typen oder durch eine teilweise Besetzung derselben ab. Das erstere ist z. B. der Fall, wenn die Ecken von einer Tetraedergruppe, welche von den betreffenden Atomen gebildet wird, sich in den Schwerpunkten von Typen einer anderen Gruppe festsetzen. Außerdem werden bei den Kristallen oft ringförmige Atomanordnungen gebildet, welche durch die Valenzelektronen bestimmt sind. Bei den leichten einwertigen Elementen ist für die Kristallbildung in erster Linie die Richtkraft der Elektronen bestimmend, während bei den schweren Elementen derselben Gruppe die Massenanziehung der Atomkerne maßgebend ist. — Von den Kohlenstoffmodifikationen besitzt der Diamanttypus zwei ineinandergestellte flächenzentrierte kubische Gitter (Typus α_1). Unter den Annahmen, daß je ein Valenzelektron um die Berührungsstelle der elektrisch neutralen Sphären zweier Atome rotiert, und die Atome genau parallel stehen, ergibt sich eine tetartoedrische Symmetrie des Diamanten. Infolge der gegenseitigen Abstoßung suchen sich die Valenzelektronen möglichst weit voneinander zu entfernen und nehmen daher die Austrittsstellen von vier Tetraedernormalen ein. Durch eine quasihomogene Zwillingsbildung des Gitters nach (110) mit Verwachsung nach (111) und durch weitere Zwillingsbildung nach (100) wird die Struktur holloedrisch, was mit den üblichen Annahmen übereinstimmt. Die Ringachse des Diamanten ist polar. Jedes Atom ist mit seinen vier Nachbarn durch eine Valenz erster Ordnung verknüpft. — Während beim Diamanten die ganze Kristall-

partikel ein einziges chemisches Molekül bildet, ist dies beim Graphit nur von einer einzigen Ringschicht der Fall. Die einzelnen übereinanderlagernden Ringschichten sind bei der Graphitstruktur in Zwillingstellung zueinander, da sie um 180° um eine Netzhlinie gedreht sind. Bei Annahme des Bragg'schen Graphitmodells, bei welchem die Spitzen eines Sechsrings zur Hälfte nach oben, zur Hälfte nach unten abgebogen sind, bilden die unteren C-Atome der oberen Schicht mit den oberen Atomen der darunterliegenden Schicht Tetraide, deren Spitzen zur Hälfte nach oben, zur Hälfte nach unten gerichtet sind. Von den vier Valenzelektronen wird nur ein Teil zur Verkettung der Atome in der Ringebene gebraucht. Im Gegensatz zum Diamanten stehen hier die Ringachsen alle parallel. — Benzol zeigt bezüglich seines kristallographischen Achsenverhältnisses eine gewisse Ähnlichkeit mit dem Graphit. Die *a*-Achse des Benzols ist ein wenig länger als jene des Graphits und die *b*-Achse des Graphits ist dreimal kleiner als jene des Benzols, wenn man die *c*-Achse als gleich in beiden Fällen annimmt. Verf. schließt daher auf eine in beiden Fällen einander analoge Struktur, indem die Wasserstoffatome des Benzols nur die Lücken des Graphitgitters ausfüllen. Als solche kommen nur die Schwerpunkte der oben erwähnten Tetraide des Graphits in Betracht, welche für sich allein die gleichen Ringe bilden wie die Kohlenstoffatome. Infolge der Einwertigkeit der Wasserstoffatome muß zwischen je zwei H-Atomen ein Valenzelektron liegen. Beim Benzolkristall wechseln also die C-Ringe und die H-Ringe in gleichen Abständen miteinander ab. Die rhombische Symmetrie des Benzolkristalls scheint dadurch bedingt zu sein, daß die Rotation des H-Kernes in vertikaler Richtung erfolgt. Dabei verläuft die magnetische Achse bei den drei oberen und den drei unteren H-Atomen parallel zur *b*-Achse. Durch Verschiebung von sechs H-Atomen gelangt man zu einer Anordnung, bei welcher diese sechs H-Atome einen C-Ring umgeben. Die so gebildete Konfiguration kann als Benzolmolekül aufgefaßt werden. Dieses Benzolmolekül ist nach der Vertikalachse polar. Auf die Frage nach Verkettung der C- und H-Atome wird nicht näher eingegangen. Den Mangel an cis- und trans-Verbindungen bei den Benzolsubstituenten führt der Verf. darauf zurück, daß bei sämtlichen aromatischen Körpern entsprechend der Symmetrie der β -Kristalle magnetische Achsen parallel zur Hauptachse vorhanden sind, welche auf einer Rotation der inneren und mittleren Elektronen beruhen und welche bei allen Atomen des Ringes parallel gerichtet sind. Beim Diamanten dagegen und bei der aliphatischen Reihe sind bei jedem Atom vier derartige Achsen vorhanden. Es rotieren infolgedessen beim Diamanten vier Halbelektronen nach vier Tetraederflächen, beim Graphit zwei Paare von Halbelektronen nach zwei parallelen Oktaederflächen. Wenn also auch isomere cis- und trans-Verbindungen theoretisch möglich sind, so ist die eine der beiden Isomeren infolge der Stellung der magnetischen Achse derart vor der anderen Stellung begünstigt, daß diese kaum in Frage kommt. K. BECKER.

William Lawrence Bragg. The Diffraction of X-rays by Crystals. Les Prix Nobel en 1921—1922, 16 S. Verf. gibt eine kurze Übersicht der Gedankengänge, welche ihm bei der Deutung der Beugungserscheinungen von Röntgenstrahlen an Kristallen wertvolle Dienste leisteten und mit deren Hilfe die Strukturbestimmungen von Kristallgittern vorgenommen wurden. Eine Anzahl von Gittermodellen sind als Beispiele angeführt. K. BECKER.

Rudolf Gross. Röntgenographische Untersuchung des kristallisierten Kautschuks. Ann. d. Chem. 438, 311—313, 1924, Nr. 3. Verf. untersucht Kristallsphärolithe von aus benzol-alkoholischer Mutterlauge ausgeschiedenem Kautschuk, welche einen Durchmesser von 0,6 bis 0,7 mm besaßen, nach dem Debye-Scherrer-

Verfahren mit Kupferstrahlung. Es zeigte sich ein Interferenzbild, welches unbedingt für die kristalline Natur des untersuchten Präparates sprach mit einem auffälligen Intensitätsabfall der Interferenzmaxima. Außer den vier ersten starken, nahe am Primärdeck liegenden Beugungsringen waren alle übrigen Ringe von einer sehr schwachen Intensität. Eine Ausmessung des Filmes ergab eine Zuordnung der Interferenzen zu einer quadratischen Form $\sin^2 \vartheta/2 = 0,0267 h^2 + 0,0267 k^2 + 0,0219 l^2 + 0,0053 hl$. Dies entspricht einer monoklinen Symmetrie des Elementarparallelepipeds, dessen Kantenlängen sind: $a = 4,8334$, $b = 4,7144$, $c = 5,3397 \text{ \AA}$, $\beta = 77^\circ 19'$. Aus dem Volumen dieses Elementarparallelepipeds $V = 118,71 \text{ \AA}^3$ und aus der Dichte des Kautschuks, welche nach der Schwebemethode zu 0,94 bestimmt wurde, ergab sich ein einziger C_6H_8 -Komplex im Elementarparallelepipeds. Das Verhältnis 5 C : 8 H ist durch die chemische Analyse nachgewiesen. Kleinere Korrekturen an den Koeffizienten der quadratischen Form würden zwar die Symmetrieverhältnisse, nicht aber das Resultat beeinflussen, daß der kristallisierte Kautschuk nur ein C_6H_8 -Molekül im Elementarparallelepipeds enthält.

K. BECKER.

Richard Paget. Fused Silica. Nature **113**, 748—752, 1924, Nr. 2847. Angaben über die physikalischen Eigenschaften von geschmolzenem Quarz. Die Benutzung von Geyserit als Ausgangsmaterial für durchsichtiges Schmelzprodukt wird erwähnt.

H. R. SCHULZ.

D. Balarew. Ein Versuch zur Demonstration der Tammannschen Theorie des Glaszustandes. ZS.f.anorg. Chem. **136**, 221—222, 1924, Nr. 3/4. Die Demonstration der Kristallisationserscheinungen aus dem glasigen Zustande gelingt leicht mit kleinen Perlen von $Cd_2P_2O_7$ und $Zn_2P_2O_7$. Diese Salze werden hergestellt durch Ausfällen von $CdSO_4$ bzw. $ZnSO_4$ mit $Na_4P_2O_7$. Beide Lösungen müssen mit Essigsäure angesäuert sein.

H. R. SCHULZ.

Paul Rütten. Vergleichende Untersuchungen über die Gasdurchlässigkeit, Porosität, Druckfestigkeit und Reduktionsgeschwindigkeit von Eisenerzen. Diss. Aachen 1923, 12 S.

Fritz Wüst und Paul Rütten. Vergleichende Untersuchungen über die Gasdurchlässigkeit, Porosität, Druckfestigkeit und Reduktionsgeschwindigkeit von Eisenerzen. Mitt. a. d. Kaiser Wilhelm-Inst. f. Eisenforschung **5**, 1—12, 1924. 1. Unterschiede in der Reduzierbarkeit der Eisenerze beruhen nicht auf abweichender chemischer Zusammensetzung, da die Bildungsenergien, die nach dem Nernstschen Theorem berechnet werden, keine erheblichen Abweichungen zeigen. 2. Von 17 verschiedenen Erzen werden Gasdurchlässigkeit, Porosität und Druckfestigkeit in rohem und geglühtem Zustande gemessen und mit der Reduktionsgeschwindigkeit verglichen. Ein Zusammenhang mit der Reduktionsgeschwindigkeit ist deutlich vorhanden, wenn die Änderung des Aufbaus durch das Glühen vor der Reduktion berücksichtigt wird.

G. SACHS.

Fritz Paneth und Wilhelm Thimann. Über die Adsorption von Farbstoffen an Kristallen. Chem. Ber. **57**, 1215—1220, 1924, Nr. 7. An mehreren Präparaten von Bleisulfat, Bleichromat, Bleichlorid und Bleisulfid wurde einerseits durch Messung von Höhe und Breite der Kriställchen, andererseits nach der Methode der radioaktiven Indikatoren die spezifische Oberfläche (= Oberfläche pro 1 g Substanz) ermittelt. Die beiden Verfahren führen zu so gut übereinstimmenden Werten, daß man hierin einen Beweis für die Richtigkeit der Grundlagen der radioaktiven Methode zu sehen hat. Nach dieser Methode läßt sich auch die Oberfläche von Bariumsulfat und Strontium-

sulfat unter Verwendung von Thorium B oder Thorium X messen. Bei Bleisulfidkristallen ergab sich, daß hier die radioaktiv bestimmte Oberfläche nicht wie sonst gleich oder etwas größer, sondern deutlich etwas kleiner als die mikroskopische ist. Natürlicher Bleiglanz, ohne vorheriges Schmelzen und nur fein gepulvert, ließ überhaupt keinen kinetischen Austausch an seiner Oberfläche wahrnehmen. Dieser scharf ausgeprägte Unterschied zwischen natürlichem und künstlich hergestelltem Bleisulfid ist wohl auf eine besonders hohe Regelmäßigkeit des Gitters des natürlichen Kristalls zurückzuführen, die einen Austausch nicht an den Flächen, sondern nur an den Kanten zuläßt. Ähnlich dem Bleiglanz zeigen auch der natürlich gewachsene Schwespat und Cölestin einen auffallend geringen Austausch an der Oberfläche, in abgeschwächtem Maße auch Anglesit (PbSO_4) und gediegenes Wismut. Bei anderen Mineralien war der Austausch so vollständig, wie bei den künstlich hergestellten Präparaten, z. B. beim Crocoit (PbCrO_4), Wulfenit (PbMoO_4), Cerussit (PbCO_3) und Wismutglanz (Bi_2S_3). — Die Adsorption von Farbstoffen an der Oberfläche wurde mit Ponceau 2R, Methylenblau, Naphtholgelb und Methylgrün studiert; ferner wurden Adsorptionsversuche mit brucinsulfosaurem Natrium, welches sich mikropolarimetrisch bestimmen ließ, und mit Aceton, welches sich mit Jod titrieren läßt, durchgeführt. Als allgemeines Ergebnis wurde festgestellt, daß das Maximum der Adsorption bereits erreicht ist, ehe 100 Proz. der Oberfläche mit einer monomolekularen Schicht bedeckt sind. Bei der Adsorption von Farbstoffen aus wässriger Lösung an Kristallen kann höchstens eine Bedeckung der Kristallflächen mit einer einfachen Molekülschicht erreicht werden.

KAUFFMANN.

Fritz Paneth und Alexander Radu. Über die Adsorption von Farbstoffen an Diamant, Kohle und Kunstseide. Chem. Ber. 57, 1221—1225, 1924, Nr. 7. Aus Versuchen über die Adsorption von Methylenblau und Methylgrün an Diamantpulver ist zu schließen, daß das Element Kohlenstoff keine stärker adsorbierende Wirkung besitzt als andere Stoffe, und daß auch hier die Anlagerung der Farbstoffe nur in einfacher Schicht erfolgt. Tierkohle, Lindenkohle, Knochenkohle und Zuckerkohle adsorbieren von verschiedenen Farbstoffen Methylenblau am stärksten. Berechnet man aus den Zahlen, die dieser Farbstoff ergibt, auf Grund der Annahme einer höchstens monomolekularen Bedeckung die spezifische Oberfläche, so stimmen die so erhaltenen Werte mit den mit Hilfe von Bleinitrat ermittelten überein. — Bei den Kunstseiden ergibt nur die Acetatseide für die spezifische Oberfläche Werte, die nach dem mikroskopischen und nach dem Methylenblauverfahren gleich ausfallen. Die Kupferseide liefert nach dem Methylenblauverfahren einen 30 mal und die Nitroseide einen 150 mal höheren Wert als nach dem mikroskopischen Verfahren. Diese beiden Kunstseidenarten haben infolge feiner Spalten eine große innere Oberfläche, welche bei der mikroskopischen Faserprüfung natürlich nicht mitgemessen wird, sich aber beim Anfärben mit einer ebenfalls monomolekularen Adsorptionsschicht bedeckt. Beim Färbegang spielt die äußere Oberfläche gegenüber der inneren nur eine ganz untergeordnete Rolle.

KAUFFMANN.

R. Kühnel und E. Nesemann. Das Gefüge hochwertigen grauen Gußeisens. Stahl und Eisen 44, 1042—1044, 1924, Nr. 35. In verschiedenen Lieferungen von normalem Maschinenguß höherer und niederer Festigkeit war kein Zementit nachzuweisen; er wird aber leicht durch falsche Ätzung, besonders bei Benutzung alkoholischer Salzsäure vorgetäuscht. Es handelt sich dabei stets um ein Eutektikum, das als Phosphideutektikum bezeichnet wird, da seine Menge und Umfang weitgehend durch den P-Gehalt beeinflusst wird. — Die Grundmasse eines Maschinengusses von

über 18 kg Festigkeit besteht aus Perlit, Graphit und dem genannten Eutektikum, während Ferrit und Zementit fehlten. Von ihm unterscheidet sich der Perlitguß weder durch Zahl noch durch Art der Gefügebestandteile; ob ihre Anordnung eine andere ist, muß noch untersucht werden. — Bei starkwandigem Guß aus alter Zeit (Holzkohlenroheisen) fand sich eine dem Perlitguß ähnliche chemische Zusammensetzung und ein entsprechender Aufbau.

BERNDT.

5. Elektrizität und Magnetismus.

Felix Joachim v. Wiśniewski. Über eine mögliche Lösung der Maxwell'schen Gleichungen. ZS. f. Phys. 27, 102—117, 1924, Nr. 2. In dieser Arbeit wird gezeigt, daß die Maxwell'schen Differentialgleichungen des elektromagnetischen Feldes eines beschleunigten Elektrons eine Lösung zulassen, die die Eigenschaft hat, daß das beschleunigte Elektron keine Energie emittiert. Den Grund für eine solche Lösung findet der Verf. in der Annahme, daß die Abhängigkeit des Feldes von der Zeit nur vermittelt der Koordinaten gegeben ist. Diese Lösung entspricht den statistischen Bahnen der Elektronen im Innern der Atome, da diese nach Bohr keine Energie strahlen sollen.

SCHEEL.

K. Bangert. Maße der Elektrotechnik. 76 S. Hamburg, Deutscher Auslandsverlag W. Bangert, 1924. Eine für den praktischen Elektrotechniker bestimmte, aber auch für den technischen Physiker nützliche Zusammenfassung der elektrischen und magnetischen Größen, Einheiten und Grundgesetze mit Tabellen für die wichtigsten Materialkonstanten und Umrechnungen in der Konstruktions- und Installationstechnik.

HAUSRATH.

F. A. and A. F. Lindemann and T. C. Keeley. A New Form of Electrometer. Phil. Mag. (6) 47, 577—583, 1924, Nr. 279. Die Elektrometerform ist aus dem Bedürfnis entstanden, ein Instrument zu besitzen, das in jeder beliebigen Lage benutzbar ist, so daß es, mit einer photoelektrischen Zelle verbunden, unmittelbar an ein Fernrohr für Sternmessung angebracht werden kann. Aber auch abgesehen von diesem Verwendungszweck besitzt das Instrument wertvolle Eigenschaften. Es ist das Prinzip des Quadrantelektrometers benutzt, aber die Nadel ist nur als feiner Draht ausgebildet, dessen Bewegung durch ein Mikroskop beobachtet wird. Durch äußerste Reduktion der Dimensionen ist hohe Empfindlichkeit mit rascher Einstellung verbunden. Als Material ist überall Quarz verwandt, wodurch Unabhängigkeit von Temperatureinflüssen gewährleistet wird. Ein 15 mm langer, $6\ \mu$ starker versilberter Quarzfaden ist in einem kleinen Quarzbügel horizontal straff ausgespannt und trägt in seiner Mitte senkrecht die Nadel (versilbertes Glas, $25\ \mu$ stark, 20 mm lang). An den Seiten sind in 5 mm Abstand die Quadranten angeordnet. Durch Schlitze in der Mitte der Quadranten kann die Nadel bei Seitenbewegung frei eintreten. Isolation Quarz. Freie Schwingung 0,15 sec. Mit 100 Volt Hilfsspannung wird die Richtkraft elektrisch so weit kompensiert, daß die Einstellungsdauer etwa 1 sec beträgt; dann bewegt sich die Nadelspitze um 0,76 mm für 1 Volt. Bei entsprechender Mikroskopvergrößerung kann bequem mit 450 Skalenteilen pro Volt gearbeitet werden, wobei noch $\frac{1}{10}$ Skalenteil abgelesen werden kann. Das Instrument arbeitet in Luft von Normaldruck und ist benutzt mit einem passenden Nebenschluß von hohem Widerstand zur Strommessung zwischen 10^{-10} und 10^{-14} Amp. Bei Drehung um 90° ändert sich die Nullstellung nur um 0,06 mm. Über die Möglichkeit, das Instrument zur Messung sehr kleiner

Elektrizitätsmengen zu verwenden, ist, abgesehen von der Angabe: Kapazität 2 cm, nichts gesagt. Die sonst bekannte Tatsache, daß versilberte Quarz- und Glasfäden im Laufe der Zeit ihre Leitfähigkeit einbüßen, scheint bei dieser Anordnung nicht zu stören.

GERHARD HOFFMANN.

H. Hermann. Die Erstausschlagsbeobachtung an den Elektrometern von Braun und Haga. ZS. f. Instrkde. **43**, 274—278, 1923, Nr. 9. Die Vorausberechnung der Ruhelage aus den Umkehrpunkten nach den für symmetrische gedämpfte Schwingungen gültigen Regeln gibt sowohl in der Voltskale als auch in der Gradteilung falsche Ergebnisse, weil die genannten Elektrometer unsymmetrisch schwingende Nadeln haben. Es wird zunächst eine einfache Faustregel zur Vorausberechnung der Ruhelage angegeben und die Brauchbarkeit experimentell nachgewiesen; dann wird, von den Differentialgleichungen für gedämpfte unsymmetrische Schwingungen ausgehend, der Vorgang genauer analysiert.

GERHARD HOFFMANN.

Takeo Shimizu. A Sensitive Electroscope. Jap. Journ. of Phys. **1**, 107—111, 1923, Nr. 9/10. Der Verf. bezeichnet das Elektroskop als eine Modifikation des Elektroskops von C. T. R. Wilson. Es besteht aus einem feinen versilberten Glasfaden, frei in der Mitte aufgehängt, und vier Metallplatten, zwei größeren (AA') und zwei kleineren (BB'), die in einstellbaren Abständen symmetrisch auf beiden Seiten isoliert angeordnet sind. A und A' sind so lang wie der Faden und stehen vertikal rechts und links vom Faden. B und B' sind zwischen den größeren Platten ebenfalls senkrecht aufgestellt, aber so viel unterhalb, daß das Ende des Fadens in mehreren Millimeter Abstand an ihnen vorbeistreichen kann. Große und kleine Platte auf jeder Seite (AB), ($A'B'$) sind metallisch unter sich verbunden. Zwischen rechtem und linkem Plattensystem ist eine Spannungsdifferenz von Bruchteilen eines Volt; der Faden ist auf einer hohen Hilfsspannung von etwa 200 Volt. Die Platten AA' bewirken, daß der Faden in der Symmetrielage labil wird; beim Heraustreten aus der Mittellage würde aber der Faden mit wachsender Kraft an die Seite gerissen. Um diesem Effekt entgegen zu wirken, sind die Platten BB' angeordnet, die eine Stabilisierung in ihrer Umgebung bewirken. Durch die richtige Justierung der Platten kann man in der Mitte einen linearen Bereich herstellen und eine hohe Empfindlichkeit einstellen. Es war im günstigen Falle möglich, daß das untere Fadenende sich um 1 mm bewegte bei einer Spannungsdifferenz von 20 Millivolt zwischen den beiden Plattensystemen. Mit einem Mikroskop, in dem 100 Skalenteile 1 mm Objekt entsprechen, resultiert dann eine Empfindlichkeit von 5000 Skalenteilen pro Volt. Einstellungsdauer dann freilich schon über 10 sec. Das Instrument scheint besonders als Nullinstrument geeignet, doch ist die Konstruktion noch nicht abgeschlossen. GERHARD HOFFMANN.

F. R. Watson and L. B. Ham. An acoustical galvanometer for the measurement of small alternating currents. Phys. Rev. (2) **18**, 178—184, 1921, Nr. 3. Zur Wechselstrommessung wird eine Rayleighsche Scheibe verwendet, d. h. eine dünne, ebene Glasplatte, die in einer horizontalen Röhre vertikal und um etwa 45° gegen die Röhrenachse geneigt, aufgehängt ist. An die Röhre ist einerseits ein Telefon mit Trichter, andererseits ein Zylinder mit verstellbarem Kolben angeschlossen, so daß ein „Doppelresonator“ gebildet wird. Die bei günstigster Kolbenstellung eintretende Ablenkung der Scheibe dient zur Messung des Telephonstroms. Der Ausschlag von 1 mm bei 1 m Skalenabstand entstand bei $5,7 \cdot 10^{-8}$ A unter Verwendung eines Telefons mit 400 Ω Gleichstromwiderstand.

HAUSRATH.

A. C. Bartlett. A small peak voltmeter and an application. Journ. scient. instr. **1**, 281—284, 1924, Nr. 9. Die Messung des Scheitelwertes einer Wechselspannung

kann bekanntlich in der Weise ausgeführt werden, daß mittels eines elektrostatischen Voltmeters die Spannung eines Kondensators gemessen wird, welcher über eine Glühkathoden-Ventilröhre mit der zu untersuchenden Wechselstromquelle verbunden ist. Je nach der Schaltung des Ventils können positive und negative Spannungsscheitelwerte gemessen werden. — Es wird ein einfacher und handlicher Apparat beschrieben, bei welchem die zu solchen Messungen notwendigen Instrumente in einer Konstruktion vereinigt sind. Die wirksame Erdkapazität der Anordnung ist sehr gering (Größenanordnung 10–12 Farad), so daß der Apparat auch bei Hochfrequenzmessungen benutzt werden kann. Ein Anwendungsbeispiel, welches Untersuchungen an einem Röhrensender von etwa 400 m Wellenlänge betrifft, wird mitgeteilt und das Meßergebnis durch Schaulinien dargestellt.

GEYGER.

R. S. J. Spilsbury. An instrument for workshop tests of current transformers. Journ. scient. instr. 1, 273–278, 1924, Nr. 9. Es wird ein elektrodynamisches Spezialinstrument beschrieben, welches bei Stromwandleruntersuchungen nach der Silsbeeschen Vergleichsmethode (Bull. Bureau of Standards 14, 317, 1917) mit Vorteil benutzt werden kann. — Nach einer kurzen Beschreibung dieser Methode, bei welcher der zu prüfende Stromwandler in einer Brückenschaltung mit einem geeichten Normalwandler verglichen wird, wird ihre Anwendungsmöglichkeit besprochen. Im Gegensatz zu einer von der Leeds & Northrup Co. ausgearbeiteten Nullmethode, bei der die Brückenschaltung auf Stromlosigkeit eines Wechselstrom-Nullinstruments, z. B. eines fremd erregten Elektrodynamometers abgeglichen wird, benutzt Verf. als Brückeninstrument ein Wattmeter, aus dessen Angaben Übersetzungs- und Phasenfehler des Meßobjektes berechnet werden. Das neue Instrument wurde nach den Angaben des Verf. von Gebr. Elliott ausgeführt. Es ist ein Präzisionswattmeter (Nullpunkt in der Mitte der in Ampere geteilten Skale), dessen eine Spule mit der Brückenanordnung verbunden wird, während die andere an eine Hilfsstromquelle mit veränderlicher Phasenverschiebung (Phasenregler oder Doppelgenerator) anzuschließen ist. Die Fehler, welche durch die Induktivität der Brückenspule und durch die gegenseitige Induktivität der beiden Wattmeterpulven (Wechselinduktion) verursacht werden, werden berechnet und die Brauchbarkeit der Meßanordnung an Hand von praktischen Vergleichsmessungen bewiesen. Am Schluß der Arbeit wird über die zu den Messungen erforderlichen Hilfsapparate berichtet.

GEYGER.

Ferd. Scheminzky. Ein neues Induktorium für Leitfähigkeitsbestimmungen für Anschluß an Gleichstromnetze. ZS. f. phys. Chem. 109, 435–437, 1924, Nr. 5/6. Bei Leitfähigkeitsbestimmungen unter Verwendung von Brückenschaltungen benutzt man als Stromquelle vielfach ein kleines Induktorium, dessen Primärspule von dem Strom einer Batterie durchflossen wird, wobei dieser Strom mittels Hammerunterbrecher periodisch unterbrochen wird. Es entstehen dann in der Meßbrücke, welche an die Sekundärspule des Induktoriums angeschlossen ist, Wechselströme mittlerer Frequenz, für welche das als Nullinstrument dienende Telephon eine sehr hohe Empfindlichkeit besitzt. Im Gegensatz hierzu benutzt Verf. zur Speisung der Primärspule eine Glimmlampenblinkschaltung, welche an Gleichstromnetze (110 oder 220 Volt) angeschlossen werden kann: Ein Kondensator wird über einen hochohmigen Widerstand vom Gleichstromnetz aufgeladen und entlädt sich durch die Primärspule eines Transformators und durch eine Glimmlampe, welche mit der Primärspule in Reihe geschaltet und mit den Belegungen des Kondensators verbunden ist. Die in der Sekundärspule erzeugten (keineswegs sinusförmigen) Wechselströme haben eine Frequenz, die etwa in der Höhe des bekannten und gebräuchlichen Mückentones liegt. Die Frequenz

kann durch Veränderung des dem Kondensator vorgeschalteten Widerstandes verändert werden. — Es können die handelsüblichen Pintsch-Glimmlampen benutzt werden, welche in eine am Apparat angebrachte Glühlampenfassung einzuschrauben sind. Der beschriebene Apparat wird von der Firma L. Castagna & Co., Wien, in den Handel gebracht.

GEYGER.

Frederik von Aalst. Über die Aufnahme von Resonanzkurven mit Detektor und Galvanometer. 56 S., mit 20 Abbildungen. Diss. Basel, 1921. Zunächst wird angenommen, daß Detektor und Galvanometer in Reihe miteinander dem Kondensator des Schwingungskreises parallel geschaltet sind. Es werden vier Ursachen der Deformation von Resonanzkurven diskutiert, die mit dieser Anordnung aufgenommen sind. — Die Anwendung einer Theorie des Gleichrichtereffekts von Papalexí, die geradlinige Detektorcharakteristik voraussetzt, führt zum Ergebnis, daß eine Induktivität im Detektorkreis eine Verringerung des Effekts verursachen muß. Sorgfältige Versuche an einem Perikondetektor bestätigen dies nicht. — Werden die Detektorcharakteristiken durch Gleichungen von der Form: $i = Av + Bv^2 + Cv^3$ dargestellt, was sich experimentell rechtfertigt, so ergibt sich der Gleichstrom $i_g = \frac{B}{2} V_0^2$, wo V_0 der Scheitelwert der sinusförmig angenommenen Wechselspannung. Da B von V_0 abhängig ist, aber eine durch i_g bestimmte Resonanzkurve gegen die richtige Kurve, die bei konstantem B entstehen würde, verzerrt. — Unter der experimentell als zutreffend erwiesenen Annahme, daß die Detektorcharakteristik von der Frequenz unabhängig ist, wird aus ihr für sinusförmige Spannung der gleichgerichtete Strom nach einem graphischen Verfahren bestimmt. Als Funktion der Spannungsamplitude läßt er sich in guter Annäherung darstellen durch $i_g = \text{Const. } V_0^{2.6}$. Mit dieser Beziehung gelingt die Konstruktion der richtigen aus der verzerrten Resonanzkurve. Es ergaben sich so richtige Dekrementbestimmungen. — Weiterhin wird durch ein graphisches Verfahren der „Äquivalentwiderstand“ des Detektors ermittelt, der gleichen Energieverbrauch während einer Periode wie der Detektor bewirkt. Er betrug für den Perikondetektor bei 0,6, 0,5, 0,4 und 0,3 Volt Spannungsamplitude bzw. 1513, 2365, 4380 und 9450 Ω . Weitere Untersuchungen beziehen sich auf die Messung von Hochfrequenzströmen bei Parallelschaltung des Detektors mit Galvanometer zu einem Meßdrahtwiderstand. Diese Untersuchungen dürften durch Induktion auf den Detektorzweig beeinflusst worden sein, da nicht für bifilare Leitungsführung in der Abzweigung Sorge getragen war. Ein Vergleich mit Thermoelement ergab ohne Parallelkondensator zum Galvanometer größeren Ausschlag, als sich aus der Detektorcharakteristik berechnet, mit Kondensator dagegen geringere Abweichung. Das Schlußkapitel enthält einen Erklärungsversuch für die beobachtete Vergrößerung des Gleichrichtereffekts durch die Induktivität des Galvanometers.

HAUSEATH.

A. Bouwers. Een nieuwe Röntgenbuis. Physica 4, 173—179, 1924, Nr. 6. In Philips Glühlampenfabrik in Eindhoven ist eine handliche äußerlich zylinderförmige Glühkathoden-Röntgenröhre aus Metall ausgearbeitet worden, die in der Praxis wie die bisherigen technischen Röhren, d. h. ohne Anschluß an eine Pumpe zu betreiben ist. Die Metallteile sind aus einer besonderen Chrom-Eisen-Legierung hergestellt, welche vakuumdicht ist und direkt in Glas eingeschmolzen werden kann. Der Glühdraht ist kreisförmig in einem metallischen Hohlraum, dem Kathodenraum, angebracht, mit dem er leitend verbunden ist. Der Kathodenraum besitzt gegenüber dem Glühdraht eine Öffnung, hinter welcher im Abstände von wenigen Millimetern die Antikathode mit W-Spiegel sich befindet. Abstand und Größe der Öffnung sind so bemessen, daß der Durchgriff des positiven Feldes der Antikathode groß genug ist, um die

Elektronen aus dem Kathodenraum auf die Antikathode zu ziehen. Auf der entgegengesetzten Seite befindet sich im Kathodenraum eine zweite Öffnung, durch welche die Röntgenstrahlen austreten; sie treten durch eine aufgeschmolzene Glaskalotte, welche das Entladungsrohr hier abschließt, ins Freie. Die Antikathode ist von der anderen Seite durch ein eingestülptes, beiderseits mit den Metallteilen verschmolzenes Glasrohr eingeführt; sie besitzt Siedekühlung. Die Metallwandung und besondere Bleiverstärkungen bewirken, daß die Röntgenstrahlen nur in einem Kegel nach vorn austreten, mithin besonderer Schutz gegen ungewollte Strahlung überflüssig ist. — Die bisherige Ausführung eignet sich für mittlere Spannungen, doch sollen auch Therapieröhren bis 200 kV hergestellt werden. Der Wirkungsgrad soll besser sein als der der bisher üblichen Glühkathodenröhren; genauere Messungen, auch hinsichtlich der spektralen Intensitätsverteilung, werden in Aussicht gestellt. Angaben über Dimensionen der Röhre, zulässige Belastung usw. fehlen.

KULENKAMPF.

Erich Schulze. Beeinflussung der Schaltzeiten von Relais. ZS. f. Fernmeldetechn. 5, 51—56, 1924, Nr. 7. (Fortsetzung.) — Es wird zunächst die Relaisverzögerung durch Kurzschlußwicklung betrachtet, wobei wieder folgende Fälle unterschieden werden: a) Veränderliche Spannung und konstante Stromsicherheit; b) veränderliche Stromsicherheit; c) Kurzschlußwicklung mit Zusatzwiderstand, konstante Stromsicherheit; d) Relaisverzögerung durch Kurzschlußwicklung bei fehlerhafter Spannung; e) Einfluß der Windungszahl. Veränderliche Erreger- und Kurzschlußwicklung. Maximale Ansprechzeit, maximale Verzögerung. Leistungsverbrauch. Hierauf wird die Relaisverzögerung durch Nebenschluß und Kurzschlußwicklung theoretisch behandelt. Es zeigt sich, daß die Gesamtverzögerung, welche durch diese beiden Verzögerungsmittel erzielt wird, theoretisch gleich der Summe der Teilverzögerungen ist, welche den Wirkungen des Nebenschlusses und der Kurzschlußwicklung entsprechen. Es können daher die theoretischen Beträge der beiden Verzögerungsmittel bei den entsprechenden Betriebsverhältnissen einfach addiert werden. Dies wurde durch zahlreiche Versuche experimentell bestätigt. Bei den weiteren Betrachtungen werden folgende Fälle unterschieden: a) Konstante Spannung, konstante Stromsicherheit; b) veränderliche Spannung, konstante Stromsicherheit, konstante Kurzschlußwicklung, konstanter Nebenschluß.

GEYGER.

Manfred Brotherton. Experiments on the Emission of Electrons under the Influence of Chemical Action. Proc. Roy. Soc. London (A) 105, 468—480, 1924, Nr. 732. Die Emission von Elektronen aus flüssigen, der Einwirkung von Phosgen COCl_2 ausgesetzten Kalium-Natriumlegierungen wurde bei hohen und niedrigen Drucken untersucht. Die beobachteten Sättigungsströme betrugen $2,0 \cdot 10^{-10}$ bis $4,3 \cdot 10^{-8}$ Amp. Die Größe der Emission hängt von der Zahl der Tropfen und dem Druck des Gases ab; so betrug der Sättigungsstrom $3,8 \cdot 10^{-8}$ Amp. bei der Tropfenzahl 54 pro Minute und dem Druck von nur $27/1000$ mm, jedoch nur $2,0 \cdot 10^{-11}$ Amp. bei weniger als zwei Tropfen pro Minute und einem Druck größer als $210/1000$ mm.

KAUFFMANN.

Th. v. Kármán. Über das thermisch-elektrische Gleichgewicht in festen Isolatoren. Arch. f. Elektrot. 13, 174—180, 1924, Nr. 2. K. W. Wagner kommt auf Grund seiner Theorie, daß der elektrische Durchschlag fester Isolatoren auf eine Labilität des thermisch elektrischen Gleichgewichts zurückzuführen ist, zu dem Ergebnis, daß die Durchschlagsspannung der Dicke der isolierenden Schicht proportional ist. (Sitzungsber. d. preuß. Akad. 1922, S. 385.) Verf. stellt Dimensionsbetrachtungen an, die ihn zu dem Schluß führen, daß auf Grund der Wagnerschen

Theorie eine solche Gesetzmäßigkeit nicht folgen kann. Verf. berechnet den Fall einer unendlich ausgedehnten Platte und findet die Maximalspannung U_{max} proportional der Quadratwurzel aus der Plattendicke δ , entsprechend den Ergebnissen von Kinzbrunner (Electr. 45, 938, 1905). Zum Schluß formuliert Verf. folgende beiden Möglichkeiten: 1. Die Durchschlagsspannung ist durch das thermisch elektrische Gleichgewicht bedingt. Dann ist die Proportionalität der Spannung mit der Dicke hinfällig; man kann überhaupt nicht von einer bestimmten, durch Schichtdicke und Materialbeschaffenheit bestimmten Durchschlagsspannung eines Isolators sprechen; dieselbe ist vielmehr durch die Art der Wärmeableitung bedingt. 2. Es ist möglich, daß eine charakteristische Durchschlagsspannung existiert, welche der Dicke proportional ist, d. h. nur vom Potentialgefälle abhängt. Dann ist jedoch die Theorie von der Labilität des Wärmeleichgewichts nicht zutreffend. R. JAEGER.

Monteagle Barlow. An investigation of the friction between sliding surfaces, with special reference to the effects produced by electric currents passing across such surfaces. Journ. Inst. Electr. Eng. 62, 133—159, 1924, Nr. 326. [S. 1536.] VIEWEG.

C. Drucker und G. Riethof. Untersuchungen über die Konstitution starker Elektrolyte. I. Kaliumchlorid, Natriumchlorid, Lithiumchlorid und Chlorwasserstoff. ZS. f. phys. Chem. 111, 1—38, 1924, Nr. 1/2. Im experimentellen Teile messen die Verff. die Spannungen solcher Ketten, deren Elektroden umkehrbar in bezug auf das betreffende Kation sind (Amalgam- und H_2 -Elektroden), und solcher, die es in bezug auf das Anion sind ($HgCl$ -Elektroden), bei Änderung der Elektrolytkonzentration. Die bisher vorliegenden Messungen werden eingehend besprochen und durch eigene Versuche teilweise nachgeprüft. Nach Nernst werden die gemessenen Potentiale als Maß der entsprechenden Ionenkonzentration angesehen und die gewonnenen Verhältnisse der Größen c_{Na^+} usw. bei Wechsel der Elektrolytkonzentration dienen als Grundlage für die Ausführungen über die Zusammensetzung der Lösungen. — Weitere Unterlagen für die theoretische Diskussion bilden die osmotischen Messungen (aus denen die Gesamtmolekülzahl folgt) und die Leitfähigkeitsmessungen, die bei Kenntnis der Ionenbeweglichkeiten und der Annahme ihrer Konstanz Schlüsse auf die Ionenkonzentrationen zulassen. Die Abweichungen der starken Elektrolyte von dem Verhalten, wie es die einfache Reaktion $Na^+ + Cl^- = NaCl$ erwarten ließe, können — solange man für die Ionen Gültigkeit des Massenwirkungsgesetzes annimmt — nur durch Bildung neuer Ionenkomplexe erklärt werden. Doch betonen Verff., daß diese Annahme mit der üblichen Deutung der osmotischen Zahlen nur dadurch in Einklang gebracht werden kann, daß man den einfachen Ionen eine genügend hohe Hydratation zuschreibt, wodurch ein merklicher Teil des Wassers schon zwischen 0,01 und 0,1 den Charakter als Lösungsmittel verliert. Dem Ref. scheint, als ob diese Annahme der Ansicht der Verff. (S. 3, l. c., Allgemeine Bemerkungen) zuwiderläuft, wonach sich alle ihre Überlegungen auf sehr verdünnte Lösungen beziehen. — Verff. benutzen, da der Hydratationsgrad der Ionen unbekannt ist, außer den elektrometrisch bestimmten Konzentrationsverhältnissen nur noch die Leitfähigkeitswerte, deren Deutung mit Hilfe bekannter und zum Teil aus Analogiefällen abgeschätzter Ionenbeweglichkeiten erfolgt. — Die Ergebnisse der Verff. stellen die bisher schärfst formulierten Konsequenzen der Ansicht dar, daß sich die Ionen thermodynamisch wie ideale Moleküle verhalten (also dem M. W.-Gesetz gehorchen usw.) und eine konstante Beweglichkeit besitzen, und daß man aus den elektrischen Ladungen keine Schlüsse auf das thermodynamische Verhalten zu ziehen braucht. Sie lassen sich in folgenden Aussagen zusammenfassen: 1. Auch sehr ver-

dünnte Lösungen einfacher binärer Elektrolyte zeigen keine einfache Zusammensetzung, sondern schon unter $c = 0,01$ muß merkliche Komplexbildung der Ionen angenommen werden; 2. als wahrscheinlichste Komplexe kommen solche wie $\text{Na}_3^{++}\text{Cl}_2^-$ in Betracht; 3. die — in der ursprünglichen Arrheniusschen Theorie die Hauptrolle spielenden — Komplexe (NaCl) usw. treten hiergegen praktisch weitgehend in den Hintergrund.

L. EBERT

A. Ll. Hughes. Ionization, Excitation, and Dissociation of Gases. Phil. Mag. (6) 48, 56—64, 1924, Nr. 283. Versuche von Smyth über die Art der durch Elektronenstoß in zweiatomigen Gasen (H_2 und N_2) gebildeten positiven Ionen haben ergeben, daß im wesentlichen Molekülionen entstehen. Verf. hat in eigenen Versuchen die Zahl der zur Dissoziation führenden Stöße bestimmt aus der Druckabnahme, die dadurch entsteht, daß die gebildeten Atome sich an den Wänden niederschlagen. Es ergibt sich dabei eine von einer kritischen Spannung an wachsende Dissoziation, die für H_2 bei etwa 100 Volt Elektronengeschwindigkeit ein Maximum erreicht, während sie in N_2 dauernd ansteigt (höchste verwendete Spannung 300 Volt). Aus der Unabhängigkeit dieses Effektes vom Druck wird geschlossen, daß die Dissoziation direkt durch den Elektronenstoß hervorgerufen wird und nicht auf sekundäre Ursachen zurückzuführen ist. Diese Resultate sind mit den Ergebnissen von Smyth nur dann vereinbar, wenn man annimmt, daß durch die zur Dissoziation führenden Stöße das Molekül, speziell H_2 , in zwei Atome zerlegt wird, von denen eines oder beide angeregt, aber nicht ionisiert sind. Diese Behauptung wird gestützt durch Versuche über die Intensitätsverteilung im Wasserstoffspektrum in Abhängigkeit von der Energie der stoßenden Elektronen. Im Zusammenhang mit der Deutung der Versuche von Whiddington über die Anregung der höheren Glieder der Balmer-Serie durch Elektronenstoß wird darauf hingewiesen, daß die Energie der stoßenden Elektronen die wesentlich bestimmende Größe für die Intensitätsverteilung im Spektrum ist.

W. GROTRIAN

Irving Langmuir and H. A. Jones. Mechanism of ionization in gases. Phys. Rev. 23, 775, 1924, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Bei 30 Volt Spannung werden Gase im Druckbereich von 10 bis 100 bar durch Glühelektronenströme von einigen Milliampere so stark ionisiert, daß das ganze Gas — mit Ausnahme einer dünnen positiven Ionenschicht um die Kathode — etwas positiver ist als die Anode (wenn letztere eine große Oberfläche hat). Glühelektronen von einer Drahtkathode in der Achse eines zylindrischen Kollektors bewegen sich radial mit konstanter Geschwindigkeit, die durch das Anodenpotential gegeben ist. Die Spannung-Stromcharakteristik des Kollektors ermöglicht die Berechnung der mittleren freien Weglängen der Elektronen und beweist, daß bei 100-Volt-Elektronen die größte Menge positiver Ionen nicht direkt durch den Stoß Elektron—Atom entsteht, sondern daß zunächst ein hochangeregtes Atom oder Ion entsteht, das seinerseits erst andere Atome — vermutlich lichtelektrisch — ionisiert. Bei 65 Proz. der Zusammenstöße von 100-Volt-Elektronen mit Argon-Atomen wird die gesamte Elektronenenergie zur Erzeugung angeregter Atome verbraucht, und bei etwa 24 Proz. der Zusammenstöße wird dem Elektron die 13-Volt-Energie (in Hg-Dampf 6,7 Volt) entzogen. Die von Eldridge gezogenen Schlüsse bezüglich der Ionisation von Hg-Dampf werden bestätigt und auf Argon und andere Gase ausgedehnt.

A. GEHRTS

S. Dushman and C. G. Found. Studies with the ionization gauge. I. Construction and method of calibration. Phys. Rev. (2) 17, 7—19, 1921, Nr. 1. Es wird ein Ionisationsmanometer beschrieben, das aus zwei coaxialen Wolframdrähten

Doppelspiralen (Drahtdurchmesser 0,125 mm und 5 bzw. 3 Windungen auf einem Kern von 2,25 bzw. 3,65 mm) besteht, die sich in einem coaxialen Molybdänzylinder (12 mm Durchmesser, 12 mm lang) befinden. Das Ganze ist in ein Glasrohr von 4 cm Durchmesser und 12 cm Länge eingeschmolzen. Durch einstündiges Erhitzen auf 360° C und Elektronenbombardement bis zur Gelbglut (22 Watt/cm²) werden Glaswand bzw. Zylinder und Stromzuführungen entgast. Die äußere Spirale dient als Anode, der Zylinder als Kollektor für die positiven Ionen (— 22 Volt gegen das negative Ende der Kathode). In Argon ist der positive Ionenstrom direkt proportional dem Druck. Diese lineare Beziehung gilt für 20 mA Elektronenstrom und 250 Volt Anodenspannung (Proportionalitätskonstante $k = \frac{P}{i_+} = 0,0132$) bis zu Drucken von etwa 1 bar, für 0,5 mA und 125 Volt bis zu Drucken von 50 bar aufwärts. Die Eichung des Manometers geschieht für Drucke oberhalb etwa 0,1 bar durch Vergleich mit einem geeichten McLeod-Manometer, für Drucke unterhalb 0,1 bar nach einer Strömungsmethode, bei der eine Druckänderung in einem an das Ionisationsmanometer angeschlossenen hochevakuierten Rezipienten durch Zustrom durch eine enge, lange Kapillare aus einem zweiten Rezipienten hervorgerufen und nach den Strömungsgesetzen von Knudsen berechnet wird. Da einerseits eine Anzahl Elektronen durch die Spiralanode infolge ihrer kinetischen Energie hindurchtreten, vor dem Kollektor zur Umkehr kommen und erst dann auf die Anode auftreffen und andererseits der positive Ionenstrom i_+ auch von der Weglänge der Elektronen abhängt, so ist i_+ nicht genau proportional dem Elektronenstrom (mit wachsender Elektronenstromdichte ändert sich die Elektronenraumladung zwischen Anode und Kollektor). Benutzt man den Zylinder als Anode und die äußere Spirale als Kollektor, so ist der positive Ionenstrom streng proportional dem Elektronenstrom, die Meßempfindlichkeit dagegen geringer (Konstante $k = 0,032$ statt oben $k = 0,0132$); auch ist der positive Ionenstrom von 125 Volt an aufwärts nahezu unabhängig von der Anodenspannung, während er sonst dauernd mit wachsender Anodenspannung wächst. Die niedrigsten gemessenen Drucke waren von der Größenordnung 0,0001 bar entsprechend $i_+ = 1 \cdot 10^{-8}$ Amp.

A. GEHRTS.

C. G. Found and S. Dushman. Studies with ionization gauge. II. Relation between ionization current at constant pressure and number of electrons per molecule. Phys. Rev. **23**, 734—743, 1924, Nr. 6. Die in der früheren Arbeit für Argon ermittelte Beziehung $P = k \cdot i_+$ gilt auch für Hg und J, wie Messungen des Dampfdruckes bei verschiedenen Temperaturen und unter Zuhilfenahme der bekannten Dampfdruckwerte ergeben. In H₂, He, Ne, N₂ und CO im Druckgebiet um 50 bar werden durch Anschluß an ein McLeod-Manometer die k -Werte bestimmt. Unter gleichen Betriebsbedingungen (Anodenspannung 125 Volt, 0,5 mA Elektronenstrom) werden folgende k -Werte ermittelt: He 2,74, Ne 1,08, A 0,58, N₂ 0,67, CO 0,72, Hg 0,13, J 0,10. Es ist hiernach $1/k$ proportional der Gesamtzahl N von Elektronen pro Molekül (oder proportional der „Molzahl“) mit Ausnahme von H₂ und He, wo $k \cdot N$ einen halb so großen Wert hat. Wird i_+ in Mikroampere und P in bar gemessen, so hat kN den Wert 10,4. Dampfdruckmessungen in H₂O und HgJ₂ bestätigen die gefundenen Resultate, ebenso ein Vergleich mit den Ionisationsmessungen von Kleeman. Der Dampfdruck von Naphthalin (C₁₀H₈) und Vakuumöl (angenommene Zusammensetzung C₁₂H₂₆, $N = 98$) wird im Temperaturintervall von — 11 bis + 18° C bzw. 0 bis 25° C gemessen. Aus dem Elektronenstrom, der Konstanten k und der gaskinetischen mittleren freien Weglänge wird berechnet, daß nur ein Viertel aller Zusammenstöße Elektron-Molekül (Anodenspannung

125 Volt) in Argon zur Bildung eines positiven Ions führt. Aus der Tatsache, daß *ceteris paribus* die Anzahl der positiven Ionen proportional der Anzahl von Elektronen im Atom des Gases ist, wird geschlossen, daß die Energie, die an ein inneres Elektron beim Stoß abgegeben wird, unverändert an ein äußeres desselben Atoms übertragen werden muß, das dann aus dem Atomverbände ausscheidet; denn die Spannung von 125 Volt reicht nicht aus, um ein Elektron des *K*- oder *L*-Ringes zur Emission zu bringen.

A. GEHRTS.

K. H. Kingdon. A method for the neutralization of electron space charge by positive ionization at very low gas pressures. *Phys. Rev.* (2) **21**, 408—418, 1923, Nr. 4. In einem Glühkathodenrohr mit einem dünnen Wolframdraht (Radius $r = 0,005$ cm) als Kathode in der Achse einer zylindrischen Anode (Radius R), deren Enden durch zwei von der Anode isolierte Schutzscheiben, die die Kathode frei hindurchtreten lassen, geschlossen sind, können positive Ionen, die zwischen den Elektroden entstehen und dank der Wärmebewegung des Gases seitliche Komponenten besitzen, kaum seitwärts entweichen und beschreiben so lange kreisartige Bahnen um die Kathode, bis sie durch Zusammenstöße mit Gasmolekülen so viel Energie verloren haben, daß sie auf die Kathode auffallen. Die „eingesperrten“ Ionen neutralisieren in der Zeit ihres Bestehens einen bestimmten Teil der Raumladung. Dieser Einfluß ist um so größer, je höher die Gastemperatur und je größer das Verhältnis R/r ist. In He von 10^{-6} mm Druck umkreist nach einer durchgeführten Berechnung ein Ion, das nicht sofort auf die Kathode auftritt, diese etwa 300 mal, bis es auf sie auffällt. Es sind Messungen in He, H, Ne und Hg angestellt bei Drucken zwischen 10^{-2} und 10^{-7} mm und in Kurvenform mitgeteilt. Durch Vergleich der Anodenstromwerte, wenn 1. die Schutzscheiben mit dem negativen Ende der Kathode verbunden sind, und wenn 2. sie an die Anode angeschlossen sind, wird der Einfluß der positiven Ionen, ihre Zahl und die Stromzunahme α pro Ion gefunden. Bei Drucken, die so niedrig sind, daß unter normalen Verhältnissen das $V^{3/2}$ -Gesetz gilt, wird dieses durch die „eingesperrten“ Ionen merkbar geändert. In besonders krassen Fällen ist der Raumladestrom 5- bis 10 mal so groß wie ohne diesen besonderen Ioneneinfluß. In Hg-Dampf ist der Einfluß im Einklang mit den entwickelten Anschauungen bedeutend größer als in He. Wenn α nur von der mittleren freien Weglänge abhinge, müßte α proportional $1/p$ sein, es ist aber α proportional $(1/p)^{2/3}$ (Einfluß von Wiedervereinigungen mit Elektronen, direktem Aufprall und seitlichem Entweichen). Die gaskinetisch berechnete freie Weglänge ist aber von der gleichen Größenordnung wie die aus α berechnete. Weiter ist die Zeit, die in Hg-Dampf von $4,2 \cdot 10^{-7}$ mm gerechnet von dem Augenblick, wo die positiven Ionen sich zu sammeln beginnen, bis zur Einstellung des Gleichgewichts erforderlich ist, nach Oszillogrammen ungefähr die gleiche wie die berechnete Lebensdauer eines Ions, d. h. $1,4 \cdot 10^{-3}$ sec in guter Übereinstimmung mit den entwickelten Anschauungen.

A. GEHRTS.

N. R. Campbell and J. W. H. Ryde. The Disappearance of Gas in the Electric Discharge. By the Research Staff of the General Electric Company, Ltd., London. *Phil. Mag.* (6) **40**, 585—611, 1920, Nr. 239. Es wird die Druckabnahme in Gasen niedrigen Druckes beim Übergang einer Glimmentladung zwischen einer Wolframdrahtglühkathode und einer Nickeldrahtanode untersucht. Geringe Gasmengen (0,001 mm und weniger) bewirken, daß kleine Abweichungen von der $V^{3/2}$ -Kurve eintreten, derart, daß der Sättigungsstrom etwas eher erreicht wird. Bei etwa 0,002 mm gibt es ein Potential V_g , das Glimmpotential, bei dem plötzlich blaues Glimmlicht auftritt und der Strom diskontinuierlich von einem sehr kleinen Wert

auf den Sättigungswert springt. Erst bei noch höheren Drucken (0,005 mm) vergrößert die Ionisation den Sättigungsstrom merkbar; gleichzeitig verschimmt der Wert des Glimmpotentials, wird schwer bestimmbar. Der Wert des Glimmpotentials hängt von der Form der Elektroden und von der Größe des Entladungsrohres ab und ist innerhalb weiter Grenzen von der Temperatur des Glühdrahtes und dem Betrag der Elektronenemission unabhängig. Der Wert des Glimmpotentials für steigendes V (V_g) ist größer als der entsprechende Wert (V_g') für fallendes V . Das Glimmpotential (d. h. V_g und V_g' und auch ihre Differenz) ist stark vom Druck abhängig, bei niederem Druck wächst es rapid an mit abnehmendem Druck, bei höherem ist der Anstieg langsam. Für niedere Drucke ist in allen Gasen V_g nahe proportional dem reziproken Druck. V_g ist weiter angenähert umgekehrt proportional dem Molekulargewicht des Gases. Geringe Verunreinigungen der Gase, namentlich durch Gase oder Dämpfe mit niederem Glimmpotential, wie z. B. Hg-Dampf, setzen das Glimmpotential erheblich herunter, oft noch unter den Wert für die Verunreinigung. Besonders empfindlich in dieser Hinsicht ist Wasserstoff. Der diskontinuierliche Stromsprung beim Glimmpotential ist wesentlich durch Neutralisation der Raumladung, nicht durch zusätzlichen Ionenstrom zu erklären. Wenn auch beim Glimmpotential erhöhte Ionisation eintritt, so ist doch das Auftreten des Glimmlichtes an dieser Stelle nicht allein der vermehrten Ionenzahl zuzuschreiben. Die Differenz zwischen steigendem (V_g) und fallendem (V_g') Glimmpotential erklärt das Flackern der Entladung bei stattfindender Gasabsorption und die Tatsache, daß ein zu geringer Anfangsdruck die Gasabsorption oftmals erschwert. Durch die Glimmentladung — am besten bei 200 Volt — wird CO zum Verschwinden gebracht (Anfangsdruck einige hundertstel Millimeter, Enddruck etwa 0,008 mm). Der Vorgang läßt sich beliebig oft wiederholen. Wird die an dem Entladungsrohr angebrachte Falle mit flüssiger Luft gekühlt, so verwandelt sich das CO unter dem Einfluß der Entladung in CO₂ (vermutlich: $2n\text{ CO} = n\text{ C} + n\text{ CO}_2$), das in der Falle kondensiert wird und sich durch Erwärmen wieder frei machen läßt. Wird die Falle nicht gekühlt, so stellt sich nur ein Enddruck von etwa 0,008 mm ein und es ist keine CO₂-Bildung nachweisbar. Zur Erklärung wird angenommen, daß sich unter dem Einfluß der Glimmentladung mehrere reversible chemische Reaktionen abspielen (Bildung von CO₂ aus CO und von CO aus CO₂ und C; Bildung und Zerfall von WCO u. a.). Der Endzustand ist wesentlich dadurch bedingt, welche von diesen sich bildenden bzw. zerfallenden Verbindungen für weitere Reaktionen (z. B. durch Kondensation in der Falle) aus-
 geschieden werden.

A. GEHRTS.

Carl H. Eckart and K. T. Compton. Oscillations in the low voltage helium arc. Science (N. S.) 59, 166—168, 1924, Nr. 1520.

Carl H. Eckart and K. T. Compton. Oscillations in low voltage arcs. Phys. Rev. (2) 23, 554, 1924, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Beobachtungen von R. Bär, M. v. Laue und E. Meyer über das Auftreten von Schwingungen im Niederspannungslichtbogen in He werden durch Messungen der anliegenden Maximal- und Minimalspannung und durch Kurvenaufnahme mittels einer Braunschen Röhre bestätigt. Auch in Hg-Dampf läßt sich das Auftreten von Schwingungen beobachten, nicht in H₂ und N₂. Durch die beobachteten Schwingungen wird das Bestehen eines Lichtbogens in Edelgasen bei Spannungen unterhalb der Ionisierungsspannung erklärt. Die Schwingungen sind eng verknüpft mit dem Vorhandensein eines Widerstandes im Lichtbogenkreis. Ist der Widerstand klein, treten keine Schwingungen auf. Selbstinduktion und Kapazität scheinen ohne Bedeutung für das Zustandekommen und den Weiterbestand der Schwingungen zu sein, beeinflussen aber die Kurvenform,

die sehr unregelmäßig ist und durch die Anregungs- bzw. Ionisierungsspannungen des betreffenden Gases bestimmt zu sein scheint. Die maximal anliegende Spannung liegt stets oberhalb der niedrigsten Anregungsspannung und die kleinste im allgemeinen darunter. In He werden zwei Arten von Schwingungen unterschieden: Bei der ersten Art liegt die Maximalspannung (28 Volt) oberhalb der Ionisierungsspannung und die Minimalspannung (16 Volt) unterhalb der ersten Anregungsspannung. Die Gleichspannung liegt nahe der oberen Grenze. Bei der zweiten Art liegt die Maximalspannung oberhalb der ersten Anregungs-, aber unterhalb der Ionisierungsspannung, und die Minimalspannung unterhalb der ersten Anregungsspannung. Die Gleichspannung liegt näher der Minimalspannung. Das Zustandekommen der Schwingungen wird durch Bildung und Zerstörung einer positiven Raumladung um die Kathode erklärt.

A. GEHRTS.

Heinrich Rudolph. Über die Erzeugung zeitlich gleichmäßig sich verändernder Spannungen mit der Neon-Glimmröhre. Arch. f. Elektrot. 13. 212—213, 1924, Nr. 3. Wird ein Kondensator, dem eine Glimmröhre parallel geschaltet ist, mit dem Sättigungsstrom einer Elektronenröhre aufgeladen und ist die Zündspannung der Glimmröhre erreicht, so entlädt sich der Kondensator über sie, bis seine Spannung auf die Löschspannung der Glimmröhre gesunken ist, worauf wieder eine Aufladung erfolgt. Die Spannung am Kondensator steigt hierbei linear an, sofern die Spannung des ladenden Gleichstroms hoch genug ist. Da die an der Elektronenröhre auftretende Spannung in jedem Zeitpunkt gleich der Differenz zwischen angelegter Spannung und Kondensatorspannung ist, muß man die angelegte Spannung so hoch wählen, daß die Spannung an der Elektronenröhre stets höher als ihre Sättigungsspannung liegt. Die Dauer T der Aufladung ist dann $T = \frac{\Delta D \cdot C}{J}$

wobei ΔD die Differenz zwischen Zünd- und Löschspannung der Glimmröhre, C die Kapazität des Kondensators und J den Sättigungsstrom der Elektronenröhre bedeutet. Die Entladung des Kondensators erfolgt im Vergleich zur Aufladung in sehr kurzer Zeit, so daß die einzelnen Anstiege praktisch unmittelbar aufeinanderfolgen. — Die beschriebene Anordnung, welche eine Abänderung der bekannten Gleichstrom-Glimmlampenblinkschaltung darstellt, ist sehr vorteilhaft zu verwenden, um dem Lichtfleck einer Braunschen Röhre die erforderliche Hilfsablenkung zu erteilen. Benutzt man als Kapazität einen Drehkondensator, so kann man durch dessen Veränderung und auch durch Regulieren des Heizstromes der Elektronenröhre die Hilfsfrequenz der zu untersuchenden angleichen. Während bei Kathodenstrahlen-Oszillographen mit Glühkathode die handelsüblichen Pintsch-Glimmlampen ($\Delta D \approx 30$ Volt) mit Vorteil angewendet werden können, ist bei Braunschen Röhren mit kalter Kathode, welche etwa 100 Volt pro Zentimeter Ablenkung erfordern, eine Glimmröhre zu benutzen, die eine Differenz $\Delta D \approx 200$ Volt aufweist. Es eignen sich hierzu vorzüglich die von der Firma Hartmann & Braun, A.-G., hergestellten Neon-Glimmröhren, wie sie als Spannungsnormale zur Messung von Spannungsscheitelwerten Verwendung finden.

GEYGER

F. W. Aston. The Mass-spectra of Chemical Elements. Part V. Accelerated Anode Rays. Phil. Mag. (6) 47, 385—400, 1924, Nr. 278, Februar. [S. 1599.] BEHNKEN

G. Hoffmann. Über die Messung schwacher Radioaktivitäten und über die Radioaktivität der Alkalien und einiger anderer Substanzen. ZS. Phys. 25, 177—199, 1924, Nr. 3. Aus einem größeren mit Kohlensäure von $1\frac{1}{2}$ Atm Druck gefüllten Messinggefäß ist ein zentraler kugelförmiger Raum von etwa 250 cm

Inhalt durch drei zueinander senkrecht stehende Drahtringe ausgeschnitten, der als Ionisationsraum dient. Die hier auf eine zentrale Elektrode übergehenden Ladungen werden durch ein Registrierelektrometer besonderer Konstruktion gemessen, dessen Empfindlichkeit gestattet, die wegen der Netzanordnung nur noch spärlich auftretenden α -Strahlen-Ionisationen von der gleichmäßigeren $\beta\gamma$ -Strahlenwirkung abzutrennen. Diese Trennungsmethode erweist sich der üblichen Methode der Gesamtmessungen gegenüber etwa 50 mal empfindlicher (0,3 mg Rubidium noch nachweisbar). Die zu untersuchende Substanz kann entweder so an die Wand des Gefäßes gelagert werden, daß nur die $\beta\gamma$ -Strahlung zur Wirkung kommt, da die α -Strahlung in der zwischen Wand und Ionisationsraum gelegenen Gasmasse absorbiert wird (Methode I), oder aber, falls die Substanz wenig oder gar keine α -Strahlung aussendet, auf einer kleinen umklappbaren Metallplatte ausgebreitet dem Ionisationsraum unmittelbar nahe gebracht werden (II). Messungen an Kaliumsalzen, in dünner Schicht, Methode I, zeigen sehr genau die Proportionalität zwischen Kaliumgehalt und Strahlungsintensität. Durch Messungen bei vermindertem Druck konnte die Absorption der Rubidiumstrahlung untersucht werden. Reines Natriumsalz erwies sich innerhalb der Meßgrenzen als strahlungsfrei, ebenso das Cäsiummineral Pollux, während käufliches, „reines“ Cäsiumsalz infolge beigemengtem Rubidium Aktivität zeigte. — Verhältnis der Aktivitäten von Natrium : Kalium : Rubidium : Cäsium : Uran wie 0,002 : 1 : 7 : 0,03 : 460. — Die reinen Alkaliensalze zeigten (Methode II) alle sehr kleine α -Aktivität (die Zahl der α -Teilchen pro Quadratzentimeter Salzfläche und Stunde lag zwischen 0,2 und 0,5), der entsprechende Radiumgehalt würde liegen zwischen 0,1 und $0,3 \cdot 10^{-12}$ g Ra/g Salz. An Blei wurden Messungen (II) mit altem (einer 140 Jahre alten Urkundenkapsel entnommenen) und frischem Blei gemacht; Unterschied der α -Aktivität wie 1 : 10. Einige Messungen (II) an gefärbten Flußspaten gaben z. B. bei einem dunkelviolet gefärbten Mineral aus Böhmen zehnfach erhöhte Aktivität. Das Instrumentarium eignet sich auch zur Radiumgehaltsbestimmung nach der γ -Strahlenmethode (10^{-8} g Radium sind nachweisbar). Die äußere durchdringende Strahlung konnte in ihrer Wirkung auf den zentralen Ionisationsraum durch einen Bleimantel von 3 cm Dicke auf 33 Proz. vermindert werden. Es soll durch weitere Verstärkung des Bleimantels die Strahlung der Umgebung abgeschirmt werden, so daß die Höhenstrahlung mit sehr merklichem Anteil zur Wirkung kommt und eventuelle periodische Schwankungen konstatiert werden können. Einige Kurvenbilder des Registrierelektrometers veranschaulichen die Arbeitsmethode.

GERHARD HOFFMANN.

H. Freundlich und Marie Wreschner. Über die Aufnahme von Uran X_1 und Thorium durch Kohle. ZS. f. phys. Chem. **106**, 366—377, 1923, Nr. 5/6. [S. 1545.]

Mituo Yamada. On the Occlusion of Hydrogen in Palladium. Phil. Mag. (6) **45**, 241—243, 1923, Nr. 265, Januar. [S. 1544.]

VALENTINER.

Noboru Watanabe and Toshio Kawamura. The Measurement of the Horizontal Intensity of the Earth Magnetic Field with Portable Electric Magnetometers. Jap. Journ. Astron. **1**, 191—206, 1924, Nr. 6. Siehe diese Ber. **3**, 988, 1049, 1922; **4**, 818, 1513, 1595, 1923. Genaue Beschreibung des Aufbaues und der Benutzung eines Instrumentes zur Bestimmung von \mathcal{H} mit Hilfe eines künstlichen elektromagnetischen Feldes in Helmholtz-Gaugain-Spulen. — \mathcal{H} kann auch bei Feldmessungen mit einer Genauigkeit von 1γ ermittelt werden; für eine Beobachtung sind nur $3\frac{1}{2}$ Min. notwendig; in einer Stunde lassen sich mehr als 15 Messungen, einschließlich Berechnungen anstellen.

Stöckl.

Karl F. Lindman. Über eine von einem asymmetrisch-tetraedrischen und von einem spiralförmigen Molekülmodell erzeugte Drehung der Polarisationssebene der elektromagnetischen Wellen. *Ann. d. Phys.* (4) **74**, 541—573, 1924, Nr. 14. [S. 1588.]

A. WENZEL.

H. M. Dowsett. Carborundum and its Rectification Effect. *Radio Rev.* **2**, 582—594, 642—659, 1921, Nr. 11 u. 12. Die Gleichrichterwirkung des Carborund wird eingehend untersucht und an Hand eines Atommodells gedeutet. Der durch Schmelzen im elektrischen Ofen gewonnene Carborund besteht aus 85 bis 97 Proz. SiC und einer Anzahl Verunreinigungen, hauptsächlich Eisen (3 bis 8 Proz.). Die Eigenschaften eines Carborundkristallblockes hängen wesentlich von seiner Lage im elektrischen Ofen ab. Verf. unterscheidet fünf verschiedene Variationen, von denen die hellgrüne Kristallart eine Gleichrichterwirkung (stromdurchlässige Richtung) zeigt, wenn die Basis des Kristalles (d. h. der Teil des Blockes, der an der Ofenwandung saß und ein feinkristallines Gefüge besitzt) an den positiven, die dunkelgrüne oder schwarze Kristallart dagegen überwiegend dann, wenn die Basis an den negativen Batteriepol angeschlossen ist („positive“ und „negative“ Kristalle). Doch haben alle Kristalle Stellen, an denen sie keine Gleichrichterwirkung zeigen und nur als Leiter wirken (neutrale Stellen). Gleichrichterwirkung tritt nur in Richtung senkrecht zur Basis auf, in Richtung senkrecht hierzu wirkt der Kristall als neutraler Leiter. Die beste Gleichrichterwirkung wird erzielt, wenn die Basis des Kristalles zunächst in geschmolzenen Stahl getaucht und dann mittels Lötzinn in einen Messingnapf eingebettet wird. Ein Eintauchen der Basis in Lötzinn, Messing, Kupfer ist ungeeignet, brauchbar auch ein Eintauchen in Wolfram. Ein guter Detektor soll bei 2 Volt in der einen Richtung mindestens 250 Mikroamp. durchlassen, in der anderen, d. h. bei gleicher, aber entgegengesetzter Spannung keinen Strom. Als Material für die Kontaktfeder ist Stahl besser als Messing; wesentlich ist, daß die Kontaktstelle möglichst klein ist. Der Kontaktdruck ist nur insofern von Bedeutung, als er den Detektor unabhängig von äußeren Erschütterungen machen soll; 400 bis 500 g sind ausreichend. Mit wachsendem Druck nimmt die Leitfähigkeit zu, die Detektorwirksamkeit, gemessen mit einem Telefon nach der Parallel-Ohm-Methode, ändert sich bis zu einem Druck von 500 g nur wenig (etwa 20 Proz.) und bleibt oberhalb 500 g konstant. Der Widerstand: Neutraler Kontaktpunkt—Basis wird durch ein Wachsen des Kontaktdruckes stark vermindert, doch kommen auch Unregelmäßigkeiten vor. An Hand von Charakteristiken werden die verschiedenen Zonen in einem positiven und in einem negativen Kristallblock, beginnend von der Basis, auf ihre Brauchbarkeit für Detektorzwecke untersucht. Am besten eignen sich die Kristalle der zweiten Zone. Eine chemische Reinigung der Kristalloberflächen ruft eine große Beständigkeit der Charakteristik hervor. Mit wachsender Temperatur steigt die Empfindlichkeit des Carborunddetektors erheblich an. Ein Erhitzen der Kontaktstelle durch starken Stromdurchgang in der stromdurchlässigen Richtung hat den gleichen Einfluß, bei starkem Strom in der umgekehrten Richtung und bei Spannungen über 20 Volt wird die Gleichrichterwirkung gestört (Verbrennen der Kontaktstelle) und der Kristall wirkt nur noch als Leiter. Ein momentanes Anlegen von Hochspannung (60 Volt und mehr) oder Hochfrequenz führt auch bei geringem Stromübergang zu einer Vernichtung der Gleichrichterwirkung, bedingt durch elektrostatische Kräfte. Um die Gleichrichterwirkung an einem einzelnen Kristall statt an einer unregelmäßigen Kristallgruppe zu untersuchen, wird unter einer Gruppe regelmäßig gelagerter Kristalle ein geeigneter herausgegriffen oder aber ein größerer Kristall gewählt, der auf einer solchen ebenmäßigen Schicht aufgewachsen ist. Gleichrichterspannung und effektiver Widerstand sind am

niedrigsten in einer Spitze und am größten auf einer Fläche; der innere Widerstand ist proportional der Kristallgröße. Der Hauptteil des Widerstandes zwischen einem Gleichrichterpunkt und einem neutralen Kontaktpunkt desselben Kristalles liegt in der Gleichrichter-Kontaktstelle. Der experimentelle Befund steht mit folgender Theorie im Einklang: Der Kristall ist nur parallel zu seinen natürlichen Begrenzungsflächen ein Leiter (einige 100 Ohm Widerstand). Eine angebrochene Ecke wirkt dement-sprechend als neutraler Kontaktpunkt. Um einen Elektronenübergang an einer Kante oder durch einen Punkt einer Kristall-Begrenzungsfläche zu erzielen, müssen durch einen Teil V_0 der wirkenden EMK die Moleküle erst gerichtet werden (Widerstand von der Ordnung 20 000 bis 250 000 Ohm). Wird dabei die Elastizitätsgrenze nicht überschritten, so geht nach Fortfall von V_0 das Molekül in seine alte Lage zurück. Erst von einem bestimmten Werte der EMK an kann demnach Strom fließen. Der restliche Teil V_r der EMK dient zur Überwindung des Ohmschen Widerstandes R im Innern des Kristalles. Sobald die durch V_0 erzwungene Öffnung so groß ist, daß sämtliche Kristallschichten an der Stromleitung teilnehmen, wird V_0 konstant und der übergehende Strom proportional V_r (geradliniger Teil der Charakteristik). Zur Deutung dieser Anschauungen und Beobachtungen entwirft der Verf. folgendes Atom- bzw. Molekülmodell: Die positive Elektrizität im Kern eines Atoms hat die Gestalt eines Wirbelringes, der sich aus einer Anzahl Einheiten zusammensetzt und von Elektronenschalen umgeben ist, deren Elektronen im umgekehrten Sinne wie der Wirbelring rotieren. Der Wirbelring befindet sich nicht genau im Zentrum der Elektronenschalen, sondern ist einseitig verschoben. Dadurch findet eine Anreicherung von Elektronen auf einer Seite der Bahn statt und elektrische Kraftlinien gehen vom Wirbelring durch den Außenraum nach den Stellen der Elektronenanhäufung. Das durch die Rotation des Wirbelringes erzeugte magnetische Feld wird bis auf einen kleinen Rest durch die entgegengesetzte Rotation der Elektronen kompensiert. Freie Elektronen, die sich an Stellen des elektrostatisch-magnetischen Außenfeldes befinden, wo das elektrostatische Feld ein Minimum ist, werden als Valenzelektronen gedeutet. Ihr Bewegungszustand ist ein stabiler; das gleiche gilt von den Elektronen, die sich am Perihel der Bahn befinden. Zwei Atome verschiedener Elemente vereinigen sich so, daß ihre Magnetfelder einander unterstützen und ihre elektrostatischen Felder einander entgegenarbeiten. Im Falle CSi gibt es demnach zwei Valenzelektronen, die sich auf einer gemeinsamen Bahn zwischen den Atomen befinden und je zwei stationäre Elektronen an den einander abgekehrten Seiten der Atome. Die letzteren ermöglichen ohne weiteres einen Stromdurchgang in Richtung der gemeinsamen Achse der beiden Atome C und Si, während senkrecht dazu durch Beeinflussung der Valenzelektronen erst die Molekülstabilität gestört werden muß. Je nach der Verkettung der Atome im Kristall wird die Stromleitung einmal leichter durch den Kohlenstoff, das andere Mal leichter durch das Si vor sich gehen.

A. GEHRTS.

G. Breit. A singular case of electron tube oscillations. Journ. Frankl. Inst. 197, 355—358, 1924, Nr. 3. Bei einem Eingitterrohr mit Spiralkathode und Spiralgitter in einer zylindrischen Anode von 1,2 cm Durchmesser und Länge werden innerhalb eines gewissen Kathodenheizbereiches — auch bei Wechselstromheizung — kurze elektrische Wellen von 50 bis 60 cm Wellenlänge beobachtet. Die Anode bleibt unverbunden, das Gitter liegt an + 240 Volt über einen Schutzwiderstand von 500 bis 2000 Ohm. Eine Erklärung für das Zustandekommen dieser kurzen Wellen vermag der Verf. nicht zu geben.

A. GEHRTS.

Charles W. Carter. The characteristic of the thermionic vacuum tube, cylindrical type. Phys. Rev. (2) 23, 557, 1924, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die

Charakteristik des zylindrischen Zweielektroden-Glühkathodenrohres wird berechnet, indem auf jedes Längenelement Δx der Kathode das Langmuirsche $V^{3/2}$ -Gesetz und das Richardsonsche Emissionsgesetz angewandt werden und so unter Vernachlässigung der Anfangsgeschwindigkeiten das Minimum-Sättigungspotential V_s für jedes Δx bestimmt wird. V_s hängt von der Temperaturverteilung und der Austrittsarbeit ab. Sind beide bekannt, so hat der gesamte Anodenstrom beim Anodenpotential V den Wert: $\Sigma \Delta J_s = \Sigma C V_s^{3/2} \Delta x$ für $V_s < V$ und der verbleibende Reststrom für $V_s > V$ den Wert: $\Sigma \Delta J_{3/2} = \Sigma C V^{3/2} \Delta x$. Fall eines Zweielektrodenrohres mit der Heizspannung V_f : Die Kühlwirkung an den Enden wird so in Ansatz gebracht, daß der Wert $V_s = k$ für den Mittelteil der Kathode an jedem Ende längs des Bruchteiles a/l der gesamten Kathodenlänge l linear auf Null herabsinkt. Dann ist im

wichtigsten Bereich: $J = \frac{2Cl}{5V_f} \left\{ \frac{V^{5/2}}{\left(1 + \frac{aV_f}{lk}\right)^{3/2}} - \frac{(V - V_f)^{5/2}}{\left(1 - \frac{aV_f}{lk}\right)^{3/2}} \right\}$. Ist die Kühl-

wirkung an den Enden Null, so bleibt das $V^{5/2}$ -Gesetz. Läßt man die Heizspannung außer acht, so ist: $J = C.l.V^{3/2} \left(1 - \frac{6aV}{5lk}\right)$. Die Heizung verschiebt die Charakteristik nach rechts um den halben Betrag der Heizspannung. Die Kühlwirkung an den Enden verflacht die $V^{3/2}$ -Kurve und verlängert den unteren gekrümmten Teil der Kurve. Für ein Eingitterrohr erhält man eine angenäherte Darstellung durch die bekannte Substitution: $V = \frac{V_p}{\mu} + V_g + \varepsilon$. A. GEHRTS.

N. Wells. Grid Mesh. The Effect of Various Factors on Valve Design. Electrician 92, 448—449, 1924, Nr. 2395. Werden Abstände und Potentiale von Kathode, Gitter und Anode konstant gehalten, so ändert sich bei Änderung der Maschenweite des Gitters die Steilheit der $(i_a - e_g)$ Charakteristik nicht; es tritt nur eine Parallelverschiebung ein. Die Verstärkungskonstante μ ist umgekehrt proportional dem Logarithmus der Gittermaschenweite und direkt proportional der Drahtlänge pro Zentimeter laufende Gitterlänge oder μ ist umgekehrt proportional dem Produkt aus der Maschenweite und dem Logarithmus der Maschenweite. Mit wachsender Maschenweite nimmt der innere Widerstand Q_i (mit einer für die Praxis ausreichenden Genauigkeit) proportional mit μ ab. Bei Verringerung von μ wird die $i_a - e_g$ -Charakteristikschar für e_a als Parameter weiter auseinandergezogen; es tritt eine Linksverschiebung in das Gebiet negativer Gitterspannungen ein. Die Wahl von Maschenweite und μ richtet sich nach den Betriebsbedingungen und nach dem Verwendungszweck des Rohres als Sender, Modulator, Verstärker, Gleichrichter mit und ohne Leckwiderstand. A. GEHRTS.

G. Stead. On the Design of Soft Thermionic Valves. Phil. Mag. (6) 41, 470—482, 1921, Nr. 243. Es wird über Versuche, die in den Jahren 1916 bis 1917 angestellt wurden, berichtet. — Ein ebenes Gitter ist auf einem Schwimmer angebracht, der von Quecksilber getragen wird. Der Abstand Glühkathode—Anode (Wolframdraht parallel zu einer Aluminiumscheibe als Anode) betrug 2 cm. Durch Heben und Senken des Quecksilbermeniskus läßt sich der Abstand Gitter—Kathode ändern. Mit wachsendem Abstand Gitter—Kathode nehmen die Steilheit der Charakteristik und das Verhältnis Gitterstrom zu Anodenstrom ab. Das Rohr ist gut entgast und enthält wesentlich nur Hg-Dampf von Zimmertemperatur (0,001 mm). — Der Einfluß der Gitteröffnung wird an einem Spiralgitter untersucht, das durch Dehnen verändert wird. Bei positivem Gitterpotential und gegebenem Anodenpotential erreichen Gitter-

und Anodenstrom für eine bestimmte Gitteröffnung ein Maximum. Die Versuche sind in H_2 von etwa 0,02 mm Druck angestellt. — Die Abhängigkeit der Charakteristik vom Druck des Gases ist für alle Gase (Hg, Restgas, Argon) die gleiche; doch ist der beste Druck für Audionwirkung in Restgas und Argon mindestens fünfmal so groß als in Hg-Dampf. Die Hauptschwierigkeiten weicher Rohre sind die Änderung des Gasdruckes beim Betrieb und bei zu hohem Druck das Auftreten von Umweg-Entladungen; letztere lassen sich durch geschlossene Zylinderanoden sehr zurückhalten. Die Eignung weicher Glühkathodenrohre zur Schwingungserzeugung wird an Rohren mit zylindrischen und ebenen Elektroden untersucht, vor allem an dem Rohr R2. Nur innerhalb eines bestimmten Anodenpotentialbereiches setzen Schwingungen ein. Der Bereich wird mit abnehmendem Druck größer und ist von der Gasfüllung und der Rohrkonstruktion abhängig. — Argon als Gasfüllung eignet sich wegen der starken Wo-Zerstäubung nicht, He von 0,6 mm Druck ist brauchbar, wenn die Elektroden vorher im Vakuum durch Bombardement gründlich entgast sind. Die Druckmessung am Pumptisch erfolgt am einfachsten durch Beobachtung des Dunkelraumes in einem seitlichen Entladungsrohr, am abgeschmolzenen Rohr durch Auffangen der positiven Ionen am schwach negativen (— 2 Volt) Gitter. Der Mehraufwand an Heizenergie infolge Kühlung durch das Gas beträgt im R2-Rohr (0,6 mm He) nur 1 Proz. Stickstoff eignet sich nicht als Gasfüllung, da er nach kurzer Betriebszeit fast vollkommen verschwindet (vermutlich elektrochemische Bindung mit Wo). A. GEHRTS.

John R. Carson. The equivalent circuit of the vacuum tube modulator. Proc. Inst. of Radio Eng. 9, 243—249, 1921, Nr. 3. Ein Eingitter-Verstärkerrohr, in dessen Eingangskreis eine EMK e_g wirkt, läßt sich in seiner Wirkung ersetzen durch eine EMK μe_g , die bei einem inneren Widerstande R_i des Rohres auf den Nutzwiderstand R_a (Impedanz) wirkt. Hiervon ausgehend wird bewiesen, daß ein Modulator oder Detektor, der an der Kurvenkrümmung arbeitet, sich ersetzen läßt durch eine EMK: $M \left(\frac{\mu R_i}{R_i + R_a} e_g \right)^2$ bei einem inneren Widerstand R_i und einer äußeren Impedanz R_a . μ ist die Verstärkungs-konstante (reziproker Durchgriff),

$$M = \frac{1}{2 R_i} \cdot \frac{\partial R_i}{\partial E_a}$$

der Modulationsfaktor, ein Parameter des Rohres. Die Brauchbarkeit dieser Darstellung der Wirkungsweise des Modulatorrohres wird an einem Beispiel gezeigt, bei dem die dem Gitter aufgeprägte EMK die Summe zweier Sinusfunktionen ist (Trägerwelle und Signalwelle). A. GEHRTS.

Wilhelm Runge. Ziehvorgänge in induktiv gekoppelten Zwischenkreislöhrensendern. Jahrb. drahtl. Telegr. 23, 1—7, 1924, Nr. 1. Im ersten Teile der Arbeit werden die bei der induktiven Kopplung eines angefachten mit einem gedämpften Kreise auftretenden Schwingungszustände mit Hilfe der Spannungsdiagramme untersucht. Es wird die Frequenz- und Amplitudengleichung von Pauli auf diesem Wege abgeleitet. Die Diagramme gestatten die Diskussion der Stabilität und der kritischen Kopplung. Im zweiten Teil werden die Abweichungen einer Röhre, die als Anfachung im ersten Schwingungskreis eingeschaltet ist, von einem idealen negativen Widerstande besprochen. Die Größe der Anfachung nimmt — bedingt durch die der Röhre eigentümliche Höchstleistung — im allgemeinen mit wachsendem Strom ab, so daß die Anfachung sich selbsttätig auf den Wert einstellt, der zur Erzeugung einer konstanten Amplitude erforderlich ist. Die Anfachung ist proportional

der mittleren Steilheit; mit wachsender Anfachung sinkt der Anodenstrom und wächst die Formzahl, d. h. das Verhältnis des zeitlichen Mittelwertes der Steilheit zur mittleren Steilheit. Größe der Anfachung und Formzahl sind für das Auftreten der unteren oder oberen Kopplungsschwingung entscheidend. Entstehung und Gestalt der Ziehkurven und der Vorgang des Umspringens werden so erläutert. Eine experimentelle Nachprüfung bestätigt die gewonnenen Resultate.

A. GEHRTS.

E. Alberti und G. Zickner. Leistung und Wellenlänge des Röhrensenders mit innerer Rückkopplung. Arch. f. Elektrot. 13, 1—12, 1924, Nr. 1. Die Kühnsche oder Huthsche Senderschaltung ist charakterisiert durch die Selbsterregung infolge von Rückkopplung über die Kapazität zwischen Anode und Gitter der Röhre und durch die Abstimmbarkeit des Gitterkreises. Die gekennzeichnete Art der Rückkopplung wird von den Verff. als „innere Rückkopplung“ bezeichnet, im Gegensatz zu der meist üblichen magnetischen oder elektrischen Rückkopplung, welche außerhalb der Röhre erfolgt. Die Bezeichnung ist analog der gewöhnlichen Ausdrucksweise „innerer“ und „äußerer“ Widerstand der Röhre gewählt. — Die in der vorliegenden Arbeit mitgeteilten Messungen der Leistung und Wellenlänge des erwähnten Senders wurden im Zusammenhang mit Untersuchungen über die Kurvenform und Phase der erzeugten Schwingungen ausgeführt. Dabei wurde besonders der Zustand, bei welchem die gesamte Selbstinduktion des Arbeitskreises gleichzeitig die gesamte Selbstinduktion des Anodenkreises ist (Schaltung 1), unterschieden von dem Zustand günstigsten Kombinationswiderstandes im Anodenkreis (Schaltung 2). Beide Schaltungen unterscheiden sich wesentlich nur durch das Verhalten der Leistung. — Zunächst wurden bei konstant gehaltenem Gitterkreis Schwingungsstromstärke und Wellenlänge in Abhängigkeit von der Kapazität des Arbeitskreises aufgenommen. Aus dem Strom und dem Wirkwiderstand des Arbeitskreises läßt sich die Leistung berechnen. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wird nicht die Kapazität des Arbeitskreises, sondern seine Eigenschwingung für die zeichnerische Darstellung als Abszisse gewählt. Mit der Selbstinduktion des Arbeitskreises als Parameter erhält man alsdann ein fächerförmiges Bündel von Kurven, deren jede ein Maximum aufweist. Die Leistung ist daher bei Schaltung 1 abhängig von dem Verhältnis von Selbstinduktion zu Kapazität (L/C) im Arbeitskreis. Beim Wachsen dieses Verhältnisses wandert das Leistungsmaximum zu größeren Eigenwellen des Arbeitskreises. — Trägt man die für verschiedene Verhältnisse L/C gefundenen Leistungsmaxima in Abhängigkeit von der Selbstinduktion (oder Windungszahl) der Arbeitskreisspule auf, so erhält man eine Kurve, die für ein bestimmtes L/C ein absolutes Maximum aufweist. Ein Maximum von gleicher Größe läßt sich nun, wie man zuerst praktisch gefunden hat, für ein anderes L/C auch dadurch erreichen, daß man den Anschlußpunkt des Anodenkreises an die Spule des Arbeitskreises anders wählt. Man bringt dadurch den im Anodenkreis liegenden Kombinationswiderstand auf den theoretisch günstigsten Wert. Die übliche Verwendung einer dem Anoden- und Arbeitskreis teilweise gemeinsamen Spule hat in der Praxis zu der Bezeichnung „günstigste Anodenkopplung“ geführt. — Die in analoger Weise wie bei Schaltung 1 für die Schaltung 2 (günstigster Kombinationswiderstand) ausgeführte Kurvenaufnahme ergibt, daß hier sämtliche Kurven praktisch aufeinanderfallen. Die Leistung ist also unabhängig vom Verhältnis L/C im Arbeitskreis, das Maximum liegt stets bei der gleichen Eigenschwingung des Arbeitskreises, sein Wert bleibt konstant. Die Wellenlänge ist stets größer als die Eigenschwingung sowohl des Arbeits- wie des Gitterkreises. Sie ist im Gebiete nennenswerter Leistung in erster Linie von der Einstellung des Arbeitskreises abhängig und liegt im allgemeinen in der Nähe von dessen Eigenschwingung. — Was den Einfluß des Gitter-

kreises anlangt, so bestimmt er den Wellenlängenbereich, in dem Schwingungen möglich werden. Bei Verkleinerung des Verhältnisses L/C im Gitterkreis ohne Änderung seiner Eigenwelle und Konstanthaltung des Arbeitskreises verschiebt sich dieser Bereich (in Schaltung 1 und 2) immer weiter in das Gebiet kleinerer Wellenlängen. Entsprechend wandert auch das Leistungsmaximum. Bei größeren Kapazitäten im Gitterkreise können daher nur Wellen erzeugt werden, die in unmittelbarer Nähe der Eigenschwingung des Gitterkreises liegen. Diese Erscheinung im Verein mit der Tatsache, daß die Leistungskurven bei Vergrößerung der Gitterkreiskapazität einen immer spitzeren Verlauf zeigen, hat offenbar zu der verbreiteten, irrthümlichen Vorstellung Anlaß gegeben, es handle sich um eine Resonanz zwischen Gitter- und Arbeitskreis.

ZICKNER.

G. Gruschke und B. Pohlmann. Das Verstärkerrohr. Elektrot. ZS. 45, 334—335, 1924, Nr. 15. Das Fernsprechen im Weitverkehr (Denkschrift des R. P. M.), S. 93—95, 1923. Es wird ein Überblick über die Entwicklung des Verstärkerrohres des modernen Fernsprechverstärkers gegeben. Die Entwicklung nahm ihren Ausgang von dem gasgefüllten Liebenrohr. Die Verbesserung der Evakuierverfahren ermöglichte die Einführung der Wolframdraht-Glühkathodenrohre, an denen die Gesetzmäßigkeiten der Elektrodenanordnungen erforscht wurden. Die Rückkehr zur Oxydkathode des Liebenrohres bildet den jüngsten Schritt zur Vervollkommnung. Zum Schluß wird das *BF*-Rohr (Wolframkathode) mit dem *BO*-Rohr (Oxydkathode) verglichen. A. GEHRTS.

Th. Panzerbieter. Kurzschlußstrom bei Doppelerdschluß. Elektrot. ZS. 45, 719—720, 1924, Nr. 27. Der bei zwei Erdschlüssen an räumlich getrennten Stellen eines Netzes verschiedener Polarität auftretende Kurzschlußstrom ist für die Störung von Fernmeldeleitungen wichtig. Es wird eine einfache Berechnung gegeben und an einem Beispiel erläutert.

FRAENCKEL.

B. Koetzold. Strom- und Spannungsverhältnisse in vermaschten Drehstromnetzen beim Dauerkurzschluß. Elektrot. ZS. 45, 740—742, 1924, Nr. 28. An Hand eines Beispiels wird die rechnerische Ermittlung der Strom- und Spannungsverteilung in einem vermaschten Netz bei Dauerkurzschluß gezeigt, die für die Einstellung der Überstromrelais und für die Wahl der Schalter erforderlich ist. FRAENCKEL.

Robert Pohl. Der Einfluß des Stromreglers auf das Abklingen des Kurzschlußstromes von Turbogeneratoren. Elektrot. ZS. 45, 805—806, 1924, Nr. 30. Bei einem Kurzschluß eines Generators sucht der Spannungsregler die Erregung zu verstärken. Um dies zu verhindern, verwendet man einen Stromregler als Zusatzapparat. Er ist auch ein Schnellregler, dessen Hauptkontaktpaar mit denen des Spannungsreglers in Reihe geschaltet ist. Bei Überschreitung einer festgesetzten Stromstärke öffnet er seine Hauptkontakte, betätigt damit indirekt die Zwischenkontakte des Spannungsreglers und setzt so die Spannung auf einen für die Ansprechstromstärke der Überstromrelais gerade ausreichenden Betrag herab. An Hand von oszillographischen Aufnahmen wird gezeigt, daß der Stromregler innerhalb 0,2 Sekunden nach Eintritt des Kurzschlusses zu wirken beginnt und das Abklingen des Kurzschlußstromes stark beeinflusst. Es wird berechnet, um wieviel die im Kurzschluß erzeugte Wärme verringert wird. Die Oszillogramme zeigen ferner den Wiederanstieg der Spannung und der Erregung nach Aufhebung des Kurzschlusses. FRAENCKEL.

T. Spooner. Tooth Pulsation in Rotating Machines. Journ. Inst. Electr. Eng. 43, 646—650, 1924, Nr. 7. Bei Maschinen mit genutetem Ständer und Läufer treten in den Zähnen beider Teile Schwankungen des magnetischen Flusses auf, deren Fre

quenzen durch die in der Sekunde vorbeitretenden Zähne des anderen Teiles gegeben sind und für deren Größe die Weite der Nuten und der Luftspalt zwischen Ständer und Läufer maßgebend ist. Die Größe der Schwankungen wird an einem elektrischen Modell untersucht, bei dem die Zähne nebst Joch aus Kupfer oder Messing, die dazwischenliegenden Lufträume durch einen Elektrolyten bzw. Quecksilber ersetzt sind. Die Stromverteilung wird bei gegebener Spannung zwischen den Jochen für verschiedene gegenseitige Lagen der Zähne zueinander, verschiedene Zahnformen und Luftabstände ermittelt. Die Stromschwankungen in dem elektrischen Bild stellen dann die Flußschwankungen bei einer Permeabilität des Eisens dar, die gleich dem Verhältnis der Leitfähigkeit des Materials der Zähne im Modell, Kupfer bzw. Messing, zu der des Elektrolyten bzw. des Quecksilbers ist. Die Ergebnisse werden mit der Berechnung verglichen und ein Weg zur Berücksichtigung der Sättigung beschrieben.

FRÄENCKEL.

R. Brüderlin. Drehfeldmaschine mit veränderlicher Reaktanz. Arch. f. Elektrot. **13**, 12—29, 1924, Nr. 1. Es werden die allgemeinen Beziehungen einer Maschine berechnet, deren primärer Anker von einem sinusförmigen Drehstrom in einer symmetrischen Drehstromwicklung erregt wird, während der sekundäre Teil ohne Wicklung nur den magnetischen Schluß bildet, wobei der Luftspalt zwischen beiden eine beliebige veränderliche, aber mit der doppelten Polteilung periodische Funktion des Umfangs ist. Dabei ergibt sich der Fluß im Luftspalt durch Überlagerung eines deformierten Drehfeldes, das synchron mit dem Strombelag rotiert, und eines zusätzlichen Wechselfeldes; dieses verschwindet, wenn der veränderliche Luftspalt in bezug auf die einfache Polteilung periodisch ist. Ein Drehmoment besteht nur bei synchronem Lauf des Schlußankers mit dem Strombelag. Für einige besondere Fälle, von denen der der Synchronmaschine ohne Erregung der wichtigste ist, werden das Drehmoment in Abhängigkeit von der Verstellung der Pole bei gegebenem Strom und bei gegebener Spannung, Leistungsfaktor und Belastbarkeit berechnet.

FRÄENCKEL.

Rudolf Richter. Das Ankerfeld in der Pollücke und die in einer Ankerwindung induzierte EMK. Arch. f. Elektrot. **13**, 67—79, 1924, Nr. 1. Bei der Ermittlung des Feldbildes eines stromdurchflossenen Ankers, wobei der Ankerstrom nach einer früheren Arbeit des Verf. (Arch. f. Elektrot. **11**, 885, 1922) durch eine unendlich dünne Stromschicht (Strombelag) ersetzt wird, ergibt sich die Schwierigkeit, daß die Normalkomponente der magnetischen Feldstärke an den Stellen unendlich wird, wo der Strom seine Richtung umkehrt, der Strombelag unstetig ist, während die wirkliche Feldverteilung und die elektromotorische Kraft in einer Windung in der Pollücke einen Sattel aufweisen. Es wird gezeigt, daß für die elektromotorische Kraft und die Feldverteilung nur Mittelwerte der Normalkomponente der Induktion über eine verhältnismäßig breite Strecke in Frage kommen, die die Feldspitzen an den Unstetigkeitsstellen des Strombelags nicht aufweisen und die von den Feldbildern richtig geliefert werden.

FRÄENCKEL.

F. Schröter. Eisenverluste durch gleichzeitige Magnetisierung bei zwei verschiedenen Frequenzen. Arch. f. Elektrot. **13**, 30—34, 1924, Nr. 1. Um die Verluste im Eisen bei gleichzeitiger Magnetisierung mit zwei verschiedenen Frequenzen, wie sie in den Zähnen elektrischer Maschinen auftreten, nach der Frequenz getrennt zu messen, wurden zwei gleiche Eisenringe in Reihe mit 550 Perioden gleichsinnig und mit 50 Perioden gegensinnig magnetisiert. Dabei zeigte sich, daß die vom Kreis höherer Frequenz gedeckten Verluste wachsen, wenn gleichzeitig mit der geringeren

Frequenz magnetisiert wird, daß aber die vom Kreis niederer Frequenz gedeckten Verluste bei gleichzeitiger Magnetisierung mit der höheren Frequenz abnehmen. Diese Erscheinungen werden auf das Verhalten der Hysterisisverluste zurückgeführt. Die gesamten Verluste bei einer solchen zusammengesetzten Magnetisierung können ein Vielfaches von denen bei rein sinusförmiger Magnetisierung mit der Grundfrequenz und gleicher maximaler Induktion betragen.

FRAENCKEL.

R. Scheld. Über Blindleistungs- und Blindverbrauchsmessungen. Arch. f. Elektrot. **13**, 49—58, 1924, Nr. 1. Die für Blindverbrauchszähler und Blindleistungsmesser für Drehstrom verwendeten Kuntschaltungen liefern streng richtige Werte nur, wenn das Spannungsdreieck gleichseitig ist. Durch Messung und Rechnung wird untersucht, wie große Fehler durch Unsymmetrie der Spannungen auftreten können. Dabei ergeben sich größere Fehler erst dann, wenn nicht nur das Spannungs-, sondern auch das Stromdreieck ungleichseitig ist. Der Einfluß auf die Verrechnung des Blindverbrauchs wird erörtert und es wird gezeigt, daß er meist sehr gering ist.

FRAENCKEL.

A. Salessky. Über die Spannungsverteilung an Ketten von Hängeisolatoren. Arch. f. Elektrot. **13**, 58—66, 1924, Nr. 1. Die Spannungsverteilung an Hängeisolatorenketten wird unter Annahme konstanter Werte der Kapazität zweier Glieder gegeneinander und jedes Gliedes gegen Erde und gegen die Leitung berechnet und gezeigt, wie die Verhältnisse von je zwei dieser Konstanten aus Versuchskurven der Spannungsverteilung ermittelt werden können. Obwohl sich hierbei schon eine recht gute Übereinstimmung mit den Versuchen ergibt, ist die Annahme konstanter Koeffizienten nicht streng, die Untersuchung ihrer Veränderung erfordert weitergehende Versuchsergebnisse, als zurzeit verfügbar sind.

FRAENCKEL.

Viktor Engelhardt. Zur Messung der dielektrischen Festigkeit von Isolierölen. Arch. f. Elektrot. **13**, 181—186, 1924, Nr. 3. Es wurde der Einfluß der Reinigung und Trocknung der Elektroden auf die Messung der Durchschlagsspannung von Ölen untersucht. Hierzu wurde eine gläserne, leicht zu reinigende und zu trocknende Prüffunkenstrecke hergestellt. Es zeigte sich, daß nach dem Abspülen der Elektroden mit Benzol sich auf den Elektroden eine Wasserhaut bildete, welche die Durchschlagsspannung stark herabsetzte und zu Vorentladungen Veranlassung gab. Nur bei sorgfältig getrockneten Elektroden konnten bei gut gereinigten und getrockneten Ölen hohe Durchschlagswerte (bis zu 400 kV/cm) erzielt werden. — Die Messung der Durchschlagsspannung erfordert große Sorgfalt und große Aufwendungen an Apparaten. Die Ergebnisse sind ohne besonderen praktischen Wert. Es genügt, die betriebsmäßig gereinigten, oder dem betriebsfertigen Apparat entnommenen Öle fünf Minuten lang einer oder zwei vorzuschreibenden Beanspruchungen auszusetzen. Die für dieses Verfahren notwendigen Apparate sind viel leichter zu beschaffen und ihre Bedienung ist einfacher als bei der Durchschlagsprüfung.

ENGELHARDT.

6. Optik aller Wellenlängen.

P. Zeeman. Optical Effects of Motion. Nature **113**, 838—839, 1924, Nr. 2849. Nach der klassischen Theorie verschwindet der Dopplereffekt, wenn die Bewegung senkrecht zur Beobachtungsrichtung ist. Nach der Relativitätstheorie bleibt auch in diesem Falle eine kleine Verschiebung.

H. R. SCHULZ.

J. C. Slater. Radiation and Atoms. Nature **113**, 307—308, 1924, Nr. 2835. [S. 1530.]

H. A. Kramers. The Law of Dispersion and Bohr's Theory of Spectra. Nature **113**, 673—674, 1924, Nr. 2845. [S. 1531.]

Arthur H. Compton. A quantum theory of uniform rectilinear motion. (Kurzer Sitzungsbericht.) Phys. Rev. (2) **23**, 118, 1924, Nr. 1. [S. 1532.] KOSSEL.

F. Levi-Civita. Fragen der klassischen und relativistischen Mechanik. Vier Vorträge, gehalten in Spanien im Januar 1921. Autorisierte Übersetzung. Mit 13 Textfiguren. VI und 110 S. Berlin, Verlag von Julius Springer, 1924. [S. 1533.] SCHEEL.

Franz Hennig. Ein neuer Registrier-Theodolit. ZS. f. Feinmech. **32**, 198—199, 1924, Nr. 17. [S. 1527.] BERNDT.

A. W. Marke. Aston's Massespektrograf. Fysisk Tidsskr. **21**, 45—53, 1923, Nr. 1/2. Kurze zusammenfassende Darstellung der Astonschen Massenspektrographie und ihrer Ergebnisse. BEHNKEN.

E. C. C. Baly and R. A. Morton. Refractivity and the molecular phase hypothesis. I. Journ. phys. chem. **28**, 659—667, 1924, Nr. 6. Ausgehend von der Sellmeyerschen Dispersionsformel, in welcher er bei Gasen die Differenz $n^2 - 1$ durch $n - 1$ ersetzt, entwickelt der Verf. folgende allgemeinere Formel:

$$(n-1)(V_1 + V_2 + V_3 + \dots) = \frac{V_1 N_1}{\nu_1^2 - \nu^2} + \frac{V_2 N_2}{\nu_2^2 - \nu^2} + \frac{V_3 N_3}{\nu_3^2 - \nu^2} + \dots$$

Er gelangt zu ihr auf Grund seiner Hypothese der molekularen Phasen, nach welcher eine reine Substanz bei gegebener Temperatur und gegebenem Druck eine Gleichgewichtsmischung zweier oder mehrerer Phasen eines Moleküls darstellt. Jede dieser Phasen ist durch eine Frequenz charakterisiert, welche ein ganzes Vielfaches der Fundamentalfrequenz des Moleküls ist. Diese Fundamentalfrequenz ist im Infrarot zu suchen, während die Frequenz der Phasen im Sichtbaren oder im Ultraviolett liegt. V_1, V_2, V_3 usw. sind die relativen Volumina der im Gas vorhandenen Phasen, ν_1, ν_2, ν_3 usw. ihre charakteristischen Phasen und N_1, N_2, N_3 usw. charakteristische Konstanten der Phasen. Wird die Fundamentalfrequenz mit ν_x bezeichnet und bedeuten a, b, c usw. ganze Zahlen, so kann die Formel folgendermaßen geschrieben werden:

$$(n-1)(V_1 + V_2 + V_3 + \dots) = \frac{V_1 N_1}{(a \nu_x)^2 - \nu^2} + \frac{V_2 N_2}{(b \nu_x)^2 - \nu^2} + \frac{V_3 N_3}{(c \nu_x)^2 - \nu^2} + \dots$$

In diese Formel kleidet der Verf. die von Mr. und Mrs. Cuthbertson an gasförmigen Elementen und Verbindungen ausgeführten Messungen des Brechungskoeffizienten ein. Für Chlorgas findet er in guter Übereinstimmung:

$$350,6 \cdot (n-1) = \frac{5,98548 \cdot 10^{26}}{7,873996 \cdot 10^{29} - \nu^2} + \frac{349,6 \cdot 7,96606 \cdot 10^{27}}{104,79487 \cdot 10^{29} - \nu^2}$$

a und b verhalten sich wie 197:54. Auch beim Brom ergibt eine derartig erweiterte Formulierung eine bessere Übereinstimmung als die einfache Sellmeyersche Formel. Beim Sauerstoff erhält man:

$$10,4157(n-1) = \frac{6,53793 \cdot 10^{26}}{(4,3,92157 \cdot 10^{14})^2 - \nu^2} + \frac{9,4157 \cdot 8,00896 \cdot 10^{27}}{(14,3,92157 \cdot 10^{14})^2 - \nu^2}$$

Das Verhältnis von $a:b$ ist hier 4:14. Unter der Voraussetzung, daß das Ozon, das sich gleichfalls der Formulierung fügt, dieselbe Fundamentalfrequenz habe, berechnet sich diese zu $\nu_x = 1,7665 \cdot 10^{13}$. Hieraus folgen für die beiden von Coblenz bei 4,7 und $3,2\mu$ beobachteten infraroten Absorptionsbanden die berechneten Werte 4,59 und $3,204\mu$ mit dem Frequenzverhältnis 37:53. — Das Chlor verhält sich bei 0° und 760 mm als eine Mischung zweier Phasen mit den relativen Molekülzahlen 10 und 3496. Jede dieser Phasen ist durch ein ultraviolettes Absorptionsband charakterisiert, deren zentrale Wellenlängen 3380,8 und $926,73 \text{ \AA}$ sind. Die Fundamentalfrequenz des Chlors beträgt $1,64325 \cdot 10^{13}$, welche der Wellenlänge $18,2565\mu$ entspricht und eine starke Absorptionsbande an dieser Stelle erwarten läßt. Das molekulare Quantum des Chlors berechnet sich zu $1,078 \cdot 10^{13}$ Erg pro Molekül, also zu 1613 cal pro Mol. Das kritische Inkrement des Chlors sollte daher bei jeder Reaktion 1613 cal oder irgend ein Vielfaches davon betragen.

KAUFFMANN.

K. F. Herzfeld. Versuch einer quantenhaften Deutung der Dispersion. ZS. f. Phys. **23**, 341—360, 1924, Nr. 6. Die vorliegende Arbeit stellt eine Deutung der Dispersion für den Fall dar, daß das Licht aus Quanten besteht, die auf engen Raum konzentriert bleiben. — Zuerst werden die Resultate der klassischen Theorie im einfachsten Fall (Vernachlässigung der gegenseitigen Einwirkung der Resonatoren, Dämpfung bloß durch Streustrahlung) dargestellt. Die Einwirkung der Resonatoren der durchstrahlten Schicht auf das Licht erfolgt dann durch die ausgesandten Sekundärwellen; sie liefern nach der Seite zerstreutes Licht (als einzige Schwächung der Primärwelle), ferner ergibt die Überlagerung der Sekundärwellen eine Phasenverschiebung der resultierenden Welle, die sich in der veränderten Phasengeschwindigkeit ausdrückt, endlich ist die Energiefortpflanzung geändert (Gruppengeschwindigkeit). Zur Deutung dieser Tatsache in der Sprache der Lichtquanten muß man annehmen, daß auch „nichtpassende“ Lichtquanten durch Resonatoren aufgenommen werden können (d. h. solche, deren $h\nu$ ungleich einem Quantensprung ist). Allerdings ist die Verweilzeit sehr klein ($\sim 1/\nu$) gegen die der passenden (d. h. deren, deren Frequenz innerhalb der Breite der Absorptionslinie liegt), welche $\sim 10^{-8}$ sec beträgt. Von den aufgenommenen Quanten wird ein Teil nach der ursprünglichen Richtung wieder ausgesandt, ein Teil nach der Seite gestreut, und zwar relativ desto mehr, je länger der mittlere Aufenthalt dauert. Die Aufenthaltszeit der wieder nach vorn emittierten Quanten erklärt die verlangsamte Energiefortpflanzung, der Einfluß auf die Elektronenbewegung (Wirkungsintegral) nach G. Wentzel den „Phasenunterschied“. Zum Schluß wird das Strahlungsgleichgewicht betrachtet und auf verschiedene Möglichkeiten der Abhängigkeit optischer Erscheinungen von der Intensität bei so großen Strahlungsintensitäten hingewiesen, daß die Wiensche Strahlungsformel durch die Plancksche zu ersetzen ist.

HERZFELD.

G. Lievens. Untersuchungen über die Erstarrungstemperatur der organischen Körper. VIII. Beitrag zum Studium des Schmelzpunktes der Ester, die ein C_5 -Radikal enthalten. Bull. Soc. Chim. Belg. **33**, 122—131, 1924. [S. 1614.]

*NITSCHÉ.

John Koch. Über die Dispersion des Lichts in gasförmigen Körpern innerhalb des ultravioletten Spektrums. Vierte Mitteilung. Ark. f. Mat., Astron. och Fys. **18**, Nr. 3, 15 S., 1924, Nr. 1. Die nach der Jaminschen Refraktometermethode ausgeführten Messungen ergaben folgende Resultate:

λ in Å.-E.	$(n-1) \cdot 10^8$		λ in Å.-E.	$(n-1) \cdot 10^8$	
	Stickoxyd	Stickoxydul		Stickoxyd	Stickoxydul
5462,23	29 580,0	50 793	2857,80	31 995,9	54 908
4917,20	29 760,1	51 177	2760,58	32 303,3	55 371
4109,25	30 185,1	51 890	2753,60	32 325,6	55 409
3985,07	30 280,0	52 054	2675,77	32 617,8	55 829
3861,36	30 377,8	52 231	2577,08	33 061,8	56 444
3681,04	30 551,6	52 529	2464,82	33 717,8	57 265
3544,69	30 711,6	52 807	2447,63	33 840,2	57 406
3342,42	30 980,7	53 267	2346,20	—	58 327
2968,13	31 697,5	54 441	2324,00	—	58 569
2926,13	31 805,6	54 610	2302,86	—	58 773
2894,44	31 890,3	54 746			

Die gefundenen Werte werden befriedigend durch folgende Formeln dargestellt:

$$\text{Stickoxyd: } \frac{3}{2} \cdot \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{34\,829,4 \cdot 10^{-8}}{26,9925 - 10^{-8} \cdot \lambda^{-2}} + \frac{4\,855\,470 \cdot 10^{-8}}{176,1095 - 10^{-8} \cdot \lambda^{-2}},$$

$$\text{Stickoxydul: } \frac{3}{2} \cdot \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{394\,543 \cdot 10^{-8}}{51,6712 - 10^{-8} \cdot \lambda^{-2}} + \frac{7\,500\,840 \cdot 10^{-8}}{179,3242 - 10^{-8} \cdot \lambda^{-2}}.$$

SCHEEL.

Arthur H. Compton. The Total Reflexion of X-Rays. Phil. Mag. (6) 45, 1121—1131, 1923, Nr. 270. Bei Messungen an Röntgenspektrallinien sind vielfach Abweichungen vom Bragg'schen Gesetz in der Form beobachtet worden, daß Messungen derselben Linien in verschiedenen Ordnungen sich voneinander unterschieden. Zuerst von Stenström, später auch von Ewald wurde dies durch Brechung der Röntgenstrahlen im Kristall erklärt. Man gelangte zu folgenden Formeln:

$$\Theta - \Theta_0 = \frac{\delta}{\sin \Theta \cos \Theta'},$$

wo Θ_0 der Reflexionswinkel der Bragg'schen Formel, Θ der wirklich beobachtete Winkel, $\delta = 1 - \mu$ und μ der Brechungsindex ist. Für Reflexion in verschiedenen Ordnungen:

$$\delta = \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_2} \cdot \frac{n_2^2}{n_2^2 - n_1^2} \cdot \sin^2 \Theta_1,$$

wo λ_1 und λ_2 die in der n_1 -ten und n_2 -ten Ordnung gemessenen Wellenlängen sind. Θ_1 ist der Reflexionswinkel in der n_1 -ten Ordnung. Die Bragg'sche Formel hat korrigiert zu lauten:

$$n \cdot \lambda = 2D \cdot \sin \Theta \left(1 - \frac{\delta}{\sin^2 \Theta} \right).$$

Die Drude-Lorentzsche Theorie der Dispersion ergibt:

$$\delta = 1 - \mu = \sum \frac{n_r \cdot e^2}{2\pi m (\nu^2 - \nu_r^2)},$$

wo n_r die Anzahl der mit der Eigenfrequenz ν_r schwingenden Elektronen in der Raumeinheit bedeutet. Für $\nu \gg \nu_r$, was bei Röntgenstrahlen oft der Fall ist,

$\delta = \frac{n \cdot e^2}{2\pi m \nu}$. Wendet man diese Formeln auf Wellenlängen von 1,473 Å bis 1,096 Å bei Calcit als brechendem Material an, so gelangt man zu Werten für δ von den

Größenordnung 10^{-6} in guter Übereinstimmung mit Messungen von Duane und Patterson. Sind die erwähnten Vorstellungen über die Brechung der Röntgenstrahlen richtig, so muß beim Winkel $\cos \Theta = \mu$ oder $\sin \Theta = \sqrt{2} \delta$ Totalreflexion eintreten. Für Θ sind Werte von einigen Minuten zu erwarten. Um diese Totalreflexion aufzufinden, ließ Verf. ein schmales Röntgenstrahlenbündel auf einen Glasspiegel auffallen und maß die reflektierte Strahlung in einer Ionisierungskammer. Es zeigte sich, daß in der Tat eine Reflexion stattfand bis zu „Glanzwinkeln“ von $9'$ („Glanzwinkel“ = glancing angle). Durch spektrale Zerlegung des reflektierten Strahles wurde der Zusammenhang zwischen der Wellenlänge und dem kritischen Winkel der Totalreflexion ermittelt, und zwar außer an dem Glasspiegel auch an einem dünn lackierten Silberspiegel. Aus dem kritischen Winkel ließ sich δ berechnen und mit der klassischen Theorie vergleichen. Das Ergebnis zeigt folgende Tabelle:

λ	Substanz	Θ	δ	$\delta_{\text{theoretisch}}$
1,279 Å	Glas	10'	$4,2 \cdot 10^{-6}$	$5,2 \cdot 10^{-6}$
1,279	Lack	11'	$5,1 \cdot 10^{-6}$	—
1,279	Silber	22,5'	$21,5 \cdot 10^{-6}$	$19,8 \cdot 10^{-6}$
0,52	Glas	4'	$0,9 \cdot 10^{-6}$	$0,7 \cdot 10^{-6}$

Bei der theoretischen Berechnung für Silber müssen die K - und L -Elektronen berücksichtigt werden, für deren Eigenwellenlängen Verf. die unverständlichen Werte 0,39 Å und 2,9 Å einsetzt. Die Anzahl der K -Elektronen im Atom wird als 2, die der L -Elektronen als 8 eingesetzt. Der Verf. sieht in seinen Versuchen eine Bestätigung der klassischen Dispersionstheorie, ist sich jedoch auch des Widerspruches mit seiner Quantentheorie der Streuung bewußt, welchen er nicht zu beseitigen weiß.

BEHNKEN.

G. W. C. Kaye and E. A. Owen. Protecting Substances for X-rays. Chemical News 127, 122—125, 1923. Die Verff. bestimmen die äquivalente Bleischicht (in Klammern), welche die gleiche Absorption für Röntgen- und γ -Strahlen zeigt wie folgende Materialien: Bleigummi (0,25 bis 0,45), Bleiglas (0,12 bis 0,20), Aluminium (0,011), Messing (0,25), Stahl (0,15), Wasser (0,004), gewöhnlicher Gummi (0,02 bis 0,05), verschiedene Mörtel (0,004 bis 0,013), Ziegel (0,003 bis 0,010), barythaltige Schutzmauern (0,001 bis 0,12), Hölzer (0,0001 bis 0,0013). Die Durchschlagsgrenze des am meisten verwendeten Bleigummis ist pro Millimeter 5000 bis 12000 Volt effektiv. Bei Schutzkästen für Röntgenröhren kommt auch die Wärmeleitfähigkeit in Betracht. Diese ist in Zentigrad pro Einheit bei Holz 0,0003, gewöhnlichem Gummi 0,0008 bis 0,0011, Bleigummi 0,0003 bis 0,0007, Bleiglas 0,0002, Blei 0,08. Die Absorption der Röntgenstrahlen nimmt nicht linear mit der Schichtdicke zu. Während bei 120000 Volt eine Bleischicht von 0,1 mm Dicke 80 Proz. der gesamten Strahlung absorbiert, ist dies bei 2,0 mm zu 99 Proz. der Fall.

K. BECKER.

A. D. Fokker. Hyperbolische zones van Fresnel bij golfoppervlakken met dubbele kromming en bij platte golven in dubbelbrekende media. Physica 4, 166—172, 1924, Nr. 6. Man kennt den Phasensprung π , welchen eine sphärische Welle erleidet, wenn sie an einem Brennpunkt vorübergeht. Verf. hat das darauf zurückgeführt, daß für einen Punkt P zwischen der Welle und dem Fokus die Mitte der ersten Elementarzone dichter an P liegt als der Rand derselben, für einen Punkt am Fokus vorüber jedoch weiter entfernt. Ist nun die Welle astigmatisch, so sind

die Zonen von ellipsenähnlichen Kurven begrenzt, wenn sie sich auf einen Punkt beziehen, welcher entweder dichter an der Welle liegt als die nächste Fokallinie, oder weiter davon entfernt als die andere Fokallinie. Im ersten Falle ist jedoch die Zonenmitte wiederum weniger, im zweiten Falle mehr von P entfernt als die Randteile der ersten Zone. Daraus begreift man, daß wiederum der Phasenunterschied zwischen Punkten vor der ersten Fokallinie und am zweiten vorüber π mehr beträgt, als mit ihrem Abstand übereinstimmt. Für Punkte zwischen den beiden Fokallinien sind nun aber die Zonenbegrenzungen nicht mehr ellipsenähnlich, sondern hyperbelähnlich. Die Zonenmitte ist nicht entweder näher an oder weiter entfernt von P als der Zonenrand, sondern es gibt sowohl Zonen, deren Mitte näher an P liegt, als solche, deren Mitte weiter von P entfernt ist als die äußeren Teile. Daraus folgert Verf., daß beim Vorübergehen an der ersten bzw. zweiten Fokallinie der Phasensprung jedesmal nur $\frac{1}{2}\pi$ ist. Verf. bemerkt dazu, daß der Satz von Fermat nur gilt, wenn zwischen den beiden betrachteten Punkten kein Brennpunkt (oder zwei Fokallinien) liegt. Ist das wohl der Fall, so ist die Lichtzeit sogar ein Maximum. Zwischen den beiden Fokallinien ist diese Zeit ein Maximum für Variationen des Lichtweges in gewissen Richtungen, ein Minimum für andere Variationen. Das bearbeitet Verf. auch analytisch. Dergleichen Betrachtungen stellt Verf. auch an für den Fall einer ebenen Welle in einem doppeltbrechenden Medium. Man findet dann die zu einem Punkt P gehörigen Zonen, indem man eine Fresnelsche Wellenfläche um P beschreibt und dieselbe so weit vergrößert, bis das äußere bzw. innere Blatt die Ebene berührt. Man vergrößert dann immer die Fläche mit einer halben Wellenlänge usw. So erhält man zwei Reihen von Zonen. Diese sind ellipsenähnlich, wenn die beiden ersten Berührungspunkte in einem konvexen Teil der Wellenfläche liegen, und sonst hyperbelähnlich. Verf. folgert daraus in Übereinstimmung mit Grünwald und mit Bockwinkel: Wenn ein Zentrum eine Fresnelsche Wellenfläche aussendet, so ist die Phase in den konvexen Teilen derselben $\frac{1}{2}\pi$ voran, verglichen mit der Phase in den Teilen mit negativer Krümmung.

KOLKMEIJER.

B. E. Mourashkinsky. Diffraction Image of Two Close Luminous Lines of Finite Width. Phil. Mag. (6) 47, 1105—1120, 1924, Nr. 282.

K. FRICKE.

Friedrich Späte. Über die Untersuchung von Glas mittels des polarisierten Lichtes. Glastechn. Ber. 2, 1—19, 1924, Nr. 1. Zusammenstellung der Beobachtungsmethoden für Spannungen im Glase: 1. Polarisation des Lichtes. 2. Das Verhalten von Glas bei mechanischer Beanspruchung. 3. Das Messen der Doppelbrechung. 4. Die spezifische Doppelbrechung. 5. Die Erkennung geringer Doppelbrechung. 6. Die Bestimmung der Doppelbrechung an unregelmäßig gespanntem Glas. 7. Die Bestimmung der Lage der Spannungsrichtungen und die Unterscheidung von Zug- und Druckspannung in gespanntem Glas. 8. Das Auftreten von Spannung und deren Messung in der Praxis. 9. Der Gebrauch des Polarisationsapparates in der Praxis. 10. Die Beobachtung des Kühlprozesses mit Hilfe polarisierten Lichtes. 11. Beziehung der Druck- und Zugspannung zur Druck- und Zugfestigkeit. H. R. SCHULZ.

W. L. Bragg. The Refractive Indices of Calcite and Aragonite. Proc. Roy. Soc. London (A) 105, 370—386, 1924, Nr. 732. Die starke Doppelbrechung von Kalkspat und Aragonit ist der besonderen Form der CO_3 -Gruppe zuzuschreiben. Diese besteht aus drei Sauerstoffatomen, die um ein zentrales Kohlenstoffatom gelagert sind und in einer Ebene liegen. Die Sauerstoffatome werden demnach im elektrischen Felde stärker polarisiert als die übrigen Atome im Kristall, und zwar um so stärker, je mehr die Richtung des Feldes der Ebene der Atome parallel liegt. Daher sind die

Brechungsindizes größer, wenn der elektrische Vektor senkrecht zur trigonalen Achse des Kalkspats steht, als wenn er parallel dazu liegt. Dasselbe gilt für die pseudo-hexagonale Achse des Aragonits. Sowohl für Kalkspat wie auch für Aragonit ergibt die numerische Berechnung des Effekts quantitative Übereinstimmung der Differenz der Brechungsindizes mit den beobachteten Werten bis zu 2 Proz. A. WENZEL.

O. Mügge. Über die kristallographische Orientierung beliebiger Schnitte tetragonaler und hexagonaler Kristalle mit Hilfe der Auslöschungsrichtung und der Spuren (oder Spaltrisse) nach den Flächen der Säule I. oder II. Ordnung. Centralbl. f. Min. 1924, S. 385—389, Nr. 13. Auf einer beliebigen Fläche eines optisch einachsigen Kristalls ist bekanntlich die Auslöschungsrichtung, die der Schwingungsrichtung o der ordentlichen Welle entspricht, stets parallel ihrer Kante zur Basis. Sind bei einem beliebigen Schnitt Kombinationskanten oder Spaltrisse nach einem Prisma I. oder II. Ordnung vorhanden, so kann man bei einem tetragonalen Kristall aus dem Winkel c_1 zwischen der Kante zu (100) und der Auslöschungsrichtung o und dem Winkel c_2 zwischen der Kante (010) und o die Lage (hkl) des Schnittes bestimmen. Ist B der Neigungswinkel zwischen (hkl) und (001), a der Winkel der Spur von (hkl) auf (001) mit der Spur von (100), so gilt: $\text{ctg } c_1 = \cos b \cdot \text{ctg } a$. Eine graphische Darstellung dieser Gleichung für $a = 0, 10, 20^\circ$ usw. erleichtert die Berechnung von (hkl). — Bei hexagonalen Kristallen kann man in einem beliebigen Schnitt von der Lage (hkl) den Winkel c_1 bestimmen zwischen der Auslöschungsrichtung o und der Spur einer Säulenfläche, z. B. $\{10\bar{1}0\}$. — Die Berechnung der Lage einer Schlißfläche an einem Quarzkristall bietet ein Beispiel für die Verwendung des angegebenen Verfahrens. A. WENZEL.

Alfred Ramspeck. Anomalien der accidentellen Doppelbrechung beim Celluloid. Ann. d. Phys. (4) 74, 722—742, 1924, Nr. 16. (Bearbeitung d. Gießener Diss.) Die Ambronn'schen Arbeiten über die Doppelbrechung von Celluloid haben ergeben, daß nach längerer Belastung negative Doppelbrechung mit starker Dispersion übrigbleibt, wenn die Dehnung aufgehoben wird. Durch die neuen Versuche von Hartmann, die in der vorliegenden Arbeit mit verwendet sind, und Ramspeck wird dieses Verhalten bestätigt. Der Elastizitätsmodul des Zelluloids liegt zwischen 225 und 233 kg/qmm, die Elastizitätsgrenze bei 1,5 Proz. Dehnung und Spannungen von etwa 3,5 kg/qmm. — Innerhalb der Elastizitätsgrenze ist die Doppelbrechung $n_c - n_0$ der Spannung proportional. Ihre Größe hängt vom Kampfergehalt ab. Die spezifische Doppelbrechung, d. h. das Verhältnis von $(n_c - n_0)$ zur relativen Verlängerung nimmt mit wachsendem Kampfergehalt von $46 \cdot 10^{-3}$ beim Gehalt 0 bis zu $5 \cdot 10^{-3}$ beim Gehalt 50 Proz. ab. — Für die Zunahme der Doppelbrechung bei konstanter Belastung hat der Verf., im Gegensatz zu Filon und Jessop, eine Beziehung gefunden, die einer gewissen physikalischen Deutung fähig ist, nämlich

$$n_c - n_0 = N_0 + N' (1 - e^{-t/T}),$$

wobei $N_0 = 327,7 \cdot 10^{-6}$, $N' = 59 \cdot 10^{-6}$, $T = 38$ Minuten. Eine ähnliche Funktion bestimmt die Abnahme von $n_c - n_0$ bei gleichbleibender Dehnung. Die Dispersion der Doppelbrechung ist im allgemeinen gering, und zwar bei schwacher Dehnung im Blau größer als für Rot; bei Annäherung an die Elastizitätsgrenze wächst die Rotdispersion und übersteigt schließlich die Blaudispersion. Einige Beobachtungen über Gelatine und remanente Doppelbrechung von Celluloid werden angefügt. H. R. SCHULZ.

Friedrich Bürki. Über Anomalien der Rotationsdispersion. Helv. chim. acta 7, 759—762, 1924, Nr. 4. Der Verf. versucht den von Rupe geschaffenen Begriff

der „relativen Anomalie“ klarzustellen und zeigt zunächst an den Menthylestern der α - und der β -Phenylzimtsäure, daß bei diesen beiden Estern $1/[\alpha]$ linear von λ^2 abhängt, also beide nach Lowry und Dixon normal dispergierend wären. Die Anomalie tritt hervor, wenn man den Logarithmus des Produktes $\lambda^2 \cdot [\alpha]$ als Funktion des Quadrates der Schwingungszahl ν aufträgt; normale Verbindungen ergeben dann eine Gerade. Der Ester der α -Phenylzimtsäure verhält sich dann tatsächlich normal, während der der β -Säure deutlich anomal ist. Dieser β -Phenylzimtsäurementhylester ist ein typischer Fall von einer Häufung ungesättigter Reste, und es müßte überraschen, wenn er in optischer Hinsicht völlig normal wäre. — Ein analoges Verhalten zeigt das 1, 2, 2, 3-Tetramethylcyclopentan-1-phenyläthylketon, das in Substanz nach Lowry und Dixon normal ist, während es in Benzollösung komplexe Rotationsdispersion aufweist. Wird dagegen nach Verf. Vorschlag $\log(\lambda^2 \cdot [\alpha])$ als Funktion von ν^2 dargestellt, so erkennt man auch an der ungelösten Substanz deutlich eine kleine relative Anomalie. Weitere Beispiele relativer Anomalie sind Menthylester von Ketosäuren, z. B. der Acetessigsäurementhylester.

KAUFFMANN.

Karl F. Lindman. Über eine von einem asymmetrisch-tetraedrischen und von einem spiralförmigen Molekülmodell erzeugte Drehung der Polarisations Ebene der elektromagnetischen Wellen. Ann. d. Phys. (4) **74**, 541—573, 1924, Nr. 14. Zur Entscheidung der Frage, ob und welches der Molekülmodelle, wie sie von Oseen, Born, Starck, Bragg und Beckenkamp für optisch aktive Stoffe und Kristalle angegeben wurden, wirklich die Drehung der Polarisations Ebene zu erklären vermag, untersucht der Verf. die Drehung der Polarisations Ebene kurzer (17,6 cm) elektrischer Wellen beim Durchlaufen von Molekülmodellen. Zu den Versuchen mit tetraedrischen Modellen verwandte er vier kupferne Hohlkugeln von 7 cm Durchmesser als Resonatoren, die so asymmetrisch mittels Holzleisten in 4 cm Abstand voneinander aufgestellt wurden, daß ihre Mittelpunkte mit je einem der Eckpunkte, die drei in einer Ecke zusammenlaufende Kanten eines Würfels begrenzen, zusammenfallen. Dieses Modell ergab in den verschiedensten Stellungen zur Wellenrichtung stets annähernd gleich große Drehungen der Polarisations Ebene nach rechts. Wenn das eine der beiden gleichschenkligen Dreiecke, die das Tetraeder begrenzen, entweder gegen den Oszillator oder den Empfänger gekehrt war, so hing die Drehung von der Stellung des Tetraeders zu der Schwingungsrichtung nicht merklich ab, dagegen sehr stark, wenn das eine der beiden ungleichseitigen Dreiecke eine solche Lage einnahm. Dabei lag die Länge der benutzten Wellen mit 17,6 cm nahe bei der der Eigenwellen der Resonatoren, die etwa 25,4 cm betrug. Bei Verwendung dieser Eigenwellenlänge 25,4 cm tritt keine Drehung auf. Schaltet man zwei zueinander symmetrische Modelle dieser Art hintereinander in den Strahlengang ein, so hebt sich die Drehungswirkung auf. — Liegen die Kugeln in den Ecken eines Rhomboeders, so ist das Drehungsvermögen je nach der Orientierung des Modells zur Wellenrichtung verschieden, was sich durch Superposition der jeweiligen Wirkungen der einzelnen Moleküle erklären läßt. — Ein reguläres tetraedrisches Molekülmodell ergab, wie zu erwarten war, keine nachweisbare Drehung. — Werden die gleich großen Kugeln in den Modellen durch verschieden große ersetzt, so ergeben sich andere Werte für die Drehung der Polarisations Ebene, was im Einklang mit der Oseenschen Theorie steht. Hiermit konnte auch die Oseensche Folgerung, daß ein Umtausch der zu demselben Modell gehörigen Resonatoren die Drehung nicht merklich beeinflußt, experimentell bestätigt werden. — Für die Versuche mit spiralförmigen Strukturmodellen (Quarzmodell von Bragg und Beckenkamp) verwandte er neun je 7 cm dicke Kugeln, die längs einer Spirale von 8 cm Radius und 16 cm

Länge in einem Pappkasten in Baumwolle eingebettet waren. Der Sinn der auftretenden Drehung der Wellen entspricht dem Drehungssinn der Spirale. Wie bei dem erstgenannten tetraedrischen Modell zeigte sich auch hier eine Abhängigkeit der Drehung von der Wellenlänge, die bei Werten unterhalb der Eigenwellenlänge der Resonatoren (14,6 cm) negativ ist, während sie für längere Wellen positive Werte annimmt mit je einem ausgesprochenen Maximum der Drehung. Erwähnt sei noch, daß die Wellen nach dem Passieren der Spiralmodelle schwach elliptisch polarisiert waren.

A. WENZEL.

A. Landé und W. Heisenberg. Termstruktur der Multipletts höherer Stufe. ZS. f. Phys. **25**, 279—286, 1924, Nr. 4. Die früher systematisch behandelten Multipletts (jetzt als solche 1. Stufe bezeichnet) waren dadurch ausgezeichnet, daß das Ion bzw. das im periodischen System vorangehende Atom als Grundzustand einen s -Term hatte. Von diesem stets einfachen s -Term des Ions mit der inneren, das ist resultierenden Quantenzahl J zweigen sich zwei s -Terme beim Übergang zum Atom ab mit den inneren Quantenzahlen $J + \frac{1}{2}$ und $J - \frac{1}{2}$, auf denen also zwei Multiplettsysteme des Atoms weiterbauen, wie es folgendes Schema zeigt (Symbol n_k^r des Terms, $r = 1, 2, 3 \dots$ bei Singulett-, Dublett-, Tripletttermen, $k = 1, 2, 3 \dots$ bei s -, p -, d -Termen):

Quartett- s -Term n_1^4 des Ions	$J = 2$
Triplet- und Quintett- terme n_k^3 und n_k^5 des Atoms	$ \begin{array}{c} s \left\{ \begin{array}{ccccc} & 3/2 & & & 5/2 \\ 1/2 & 3/2 & 5/2 & & \\ 3/2 & 5/2 & 7/2 & & \end{array} \right. \quad \begin{array}{ccccc} & & & & \\ & 3/2 & 5/2 & 7/2 & \\ & 1/2 & 3/2 & 5/2 & 7/2 & 9/2 \end{array} \end{array} $

in kurzer Schreibweise $n_1^4 \rightarrow n^3, n^5$. Ebenso drückt z. B. $n_1^2 \rightarrow n^1, n^3$ aus, daß man Singulett- und Triplettterme bei einem Atom erwartet, wenn das vorangehende Atom einen Dublett- s -Term als Grundzustand besitzt. — Ist dagegen der Grundzustand des vorangehenden Atoms ein p -, d -, f - usw. Term, d. h. ein Mehrfachterm, so erhält man durch Verzweigung seiner J in $J \pm \frac{1}{2}$ Multiplettsysteme 2. Stufe, wie etwa in folgendem beim Neon realisierten Beispiel:

Dublett- p -Terme n_2^2 des Ions	p_2 -Term $J = 1$	p_1 -Term $J = 2$
n^{1335} -Terme des Atoms	$ \begin{array}{c} s \left\{ \begin{array}{ccccc} & 3/2 & & & \\ 1/2 & 3/2 & 5/2 & & \\ 3/2 & 5/2 & 7/2 & & \end{array} \right. \quad \begin{array}{ccccc} & & & & \\ & 1/2 & 3/2 & 5/2 & \\ & 3/2 & 5/2 & 7/2 & \end{array} \end{array} $	$ \begin{array}{c} s \left\{ \begin{array}{ccccc} & 3/2 & & & 5/2 \\ 1/2 & 3/2 & 5/2 & & \\ 3/2 & 5/2 & 7/2 & & \end{array} \right. \quad \begin{array}{ccccc} & & & & \\ & 3/2 & 5/2 & 7/2 & \\ & 1/2 & 3/2 & 5/2 & 7/2 & 9/2 \end{array} \end{array} $

d. h. man erhält durch Verzweigung ein Singulett-, zwei Triplet- und ein Quintettssystem, die aber die enge Einheit des n^{1335} -Systems 2. Stufe miteinander bilden, d. h. in ihren Intervallverhältnissen und Zeemaneffekten wesentlich von den Multipletts 1. Stufe abweichen. Die eben beschriebenen zwei Beispiele $n_1^4 \rightarrow n^3, n^5$ und $n_2^2 \rightarrow n^{1335}$ einer „Verzweigung“ lassen sich theoretisch erweitern zu folgender Zusammenstellung:

$n_1^1 \rightarrow n^2$	$n_1^2 \rightarrow n^1, n^3$	$n_1^3 \rightarrow n^3, n^4$	$n_1^4 \rightarrow n^3, n^5$...
$n_2^1 \rightarrow n^2, n^4$	$n_2^2 \rightarrow n^{1335}$	$n_2^3 \rightarrow n^{22446}$	$n_2^4 \rightarrow n^{133557}$...
$n_3^1 \rightarrow n^4, n^6$	$n_3^2 \rightarrow n^{3557}$	$n_3^3 \rightarrow n^{244668}$	$n_3^4 \rightarrow n^{13355779}$...
...

Beispiele solcher Multiplettsysteme 2. Stufe sind also bei den Elementen zu suchen, wo das vorangehende Element im Grundzustand einen p -, d -, f - usw. Term besitzt; diese Erwartung kann freilich täuschen, wenn Umlagerungen innerer Elektronenbahnen beim Fortschreiten im periodischen System auftreten. — Auch die Struktur der Multipletts 3. Stufe wird entwickelt. Besonders hervorgehoben werden die Schwierigkeiten, welche dem modellmäßigen Verständnis des Verzweigungsvorgangs auf Grund der heutigen Quantentheorie des Atombaus entgegenstehen. LANDÉ.

I. S. Bowen and R. A. Millikan. The series spectra of the stripped boron atom (B III). *Proc. Nat. Acad.* **10**, 199—203, 1924, Nr. 5. Wie von den Verff. schon in einer früheren Arbeit wahrscheinlich gemacht wurde, treten in den daselbst beschriebenen sogenannten „hot spark“-Spektren als stärkste Linien diejenigen von solchen Atomen auf, die alle äußeren Elektronen bis auf eines verloren haben. Bei der Untersuchung des zweiten Funkspektrums des Bors (B III) gehen die Verff. von der Überlegung aus, daß die Wellenlängen derjenigen Linien, die ihre Entstehung Elektronensprüngen zwischen nicht in den Rumpf eindringenden Kreisbahnen verdanken, mit ziemlicher Genauigkeit zu berechnen sind nach der Balmerformel (mit neunfacher Rydbergkonstante) oder bei kleineren Azimutalquanten durch Division der entsprechenden Lithiumwellenlänge durch 9. Auf diese Weise werden die ersten Glieder der Ü.-B.-S. und B.-S., sowie das Dublett der I. N.-S. $2p_{1,2} - 3d$ erkannt. Das Grunddublett der H.-S. und der II. N.-S. finden dann die Verff. aus der nunmehr bekannten Aufspaltung des $2p$ -Terms $\Delta 2p_{1,2} = 33 \text{ cm}^{-1}$. Die Zahlenwerte finden sich in folgender Tabelle:

Balmerformel	$\lambda_{\text{Li}}/9$	$\lambda_{\text{B III}}$	Bezeichnung
4500,3		4499,0	$4f - 5f'$
2083	2077,4	2077,79	$3d - 4f$
729	678	677,01	$2p_2 - 3d$
		677,16	$2p_1 - 3d$
		758,47	$2p_2 - 3s$
		758,68	$2p_1 - 3s$
		2066,41	$2s - 2p_1$
		2067,88	$2s - 2p_2$

Unter der Annahme, daß der Term $5f'$ mit einiger Genauigkeit gleich $9R/5^2$ ist, ergibt sich für den Grundterm der Wert $2s = 305\,938 \text{ cm}^{-1}$. — Einige enge Dublettschreiben die Verff. dem Spektrum des neutralen Bors zu, da sie die gleiche Aufspaltung zeigen, wie ein im sichtbaren Gebiet gelegenes, nach Fowler dem B I angehörendes Linienpaar.

LAPORTE.

I. S. Bowen and R. A. Millikan. The series spectra of the stripped boron atom (B III). *Phys. Rev.* (2) **23**, 664, 1924, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht). Siehe das vorhergehende Referat der ausführlichen Publikation.

LAPORTE.

H. Schüler. Das Spektrum des einfach ionisierten Lithiums. *Naturwissenschaften* **12**, 579, 1924, Nr. 28. Das Funkspektrum des Li ist viel schwieriger als das anderer Elemente zu erhalten, da das Verhältnis der Abtrennungsarbeit des zweiten Elektrons zu der des ersten, welches sonst rund 2 ist, hier mindestens den Wert 10 annimmt. Mit einer Versuchsanordnung, über die keine näheren Angaben gemacht werden, ist es dem Verf. gelungen, die Hauptlinien des Li^+ zu erhalten.

Das Spektrum gleicht dem des neutralen He insofern, als es wie dieses zwei Seriensysteme, ein Dublett- und ein Singulettssystem besitzt. Die Grundlinie des Singulettsystems $2S - 2P$ liegt bei 5490 \AA.-E. , ihr entspricht die Parhelium-Linie $\lambda 20581 \text{ \AA.-E.}$ Die der Orthohelium-Linie $\lambda 10830 \text{ \AA.-E.}$ analoge Grundlinie des Dublettensystems des Li^+ hat die Wellenlänge $2934,15 \text{ \AA.-E.}$ Sie wurde schon früher von F. L. Mohler mit einer gänzlich anderen Anordnung erhalten.

LAPORTE.

A. Sommerfeld. Über die Struktur des Eisenspektrums. *Physica* **4**, 115—118, 1924, Nr. 4. Das Fe-Spektrum enthält entsprechend dem Wechselsatz Triplett-, Quintett- und Septetterme, wie die Untersuchungen von Walters (*Journ. Opt. Soc. Amer.* **8**, 245, 1924) und Laporte (vgl. das folgende Referat) zeigten. Zur Erkennung dieser Terme dienten 1. wiederkehrende, exakt konstante Schwingungsdifferenzen, 2. Temperaturklassen von A. S. King, 3. die Landésche Intervallregel, 4. die Intensitätsregel des Verf., 5. Zeemaneffektbeobachtungen von H. D. Babcock. Bemerkenswerterweise spielen im Fe-Spektrum die Terme mit niedrigen Azimutalquanten gegenüber den d - und f -Termen nur eine untergeordnete Rolle; sogar weit aufgespaltene Überbergmannterme ließen sich nachweisen. Der Grundzustand des Fe ist ein Quintett- d -Term. Dieses Resultat wird experimentell bestätigt durch Beobachtungen des Absorptionsspektrums von Fe-Dampf, die gleichzeitig und unabhängig von M. Gieseler und W. Grotrian (*ZS. f. Phys.* **22**, 245, 1924) und E. v. Angerer und G. Joos (*Naturwissensch.* **12**, 140, 1924) ausgeführt wurden. Die Ionisierungsspannung des Fe ist schätzungsweise $5,9 \text{ Volt}$ [vgl. demgegenüber H. Gieseler und W. Grotrian (*ZS. f. Phys.* **25**, 165, 1924), die $8,15 \text{ Volt}$ erhalten. D. Ref.]. Zwei Gruppen von „heteromorphen“ oder „gestrichenen“ und „ungestrichenen“ Termen treten im Fe gleichberechtigt auf. Das Auswahlprinzip für die Azimutalquantenzahl läßt sich nach Laporte auf diese beiden Termarten erweitern.

LAPORTE.

Otto Laporte. Die Struktur des Eisenspektrums. *ZS. f. Phys.* **23**, 135—175, 1924, Nr. 3/4. Die von F. M. Walters (*Journ. Wash. Acad.* **13**, 243, 1923) angegebenen Multipletts werden quantentheoretisch gedeutet. Die weitere Durchmusterung des Spektrums ergibt darüber hinausgehend 10 weitere Multipletts. Im ganzen werden 300 oder 15 Proz. aller Eisenlinien klassifiziert. Die Deutung wird außer durch Intensitäts- und Intervallregel wesentlich gesichert durch Beobachtungen der Zeemaneffekte zahlreicher Fe-Linien, die von H. D. Babcock im Mount Wilson Observatory ausgeführt worden waren und dem Verf. im Manuskript zur Verfügung standen. — Das Eisen besitzt Terme des Triplett- und Quintettensystems. Das Termschema zeigt, daß dem Normalzustand des Fe ein Quintett- d -Term entspricht, in Übereinstimmung mit Absorptionsversuchen von E. v. Angerer und G. Joos (*Naturwissensch.* **12**, 140, 1924). Bemerkenswerterweise sind sämtliche Terme „verkehrt“ im Sinne Sommerfelds, d. h. das Niveau des Terms mit der größten inneren Quantenzahl liegt jeweils am tiefsten. Zwei Arten von Termen, die der Verf. im Anschluß an G. Wentzel „gestrichene“ und „ungestrichene“ Terme nennt und mit $s, \bar{p}, \bar{d} \dots$ bzw. $s, p, d \dots$ bezeichnet, treten völlig gleichberechtigt auf. Auf diese wird das Auswahlprinzip der Azimutalquantenzahl k folgendermaßen erweitert: Bei der Kombination zweier Terme derselben Art gilt wie bisher: $\Delta k = \pm 1$, d. h. nur Kombinationen (sp), ($p\bar{d}$), ($d\bar{f}$) ... oder ($\bar{s}\bar{p}$), ($\bar{p}\bar{d}$), ($\bar{d}\bar{f}$) ... sind erlaubt, dagegen muß bei Kombination eines gestrichenen und eines ungestrichenen Terms $\Delta k = 0$ sein, d. h. nur Kombinationen wie ($s\bar{s}$), ($p\bar{p}$), ($d\bar{d}$) ... dürfen auftreten. Übergänge ($p\bar{d}$), ($\bar{p}d$), ($d\bar{f}$), ($\bar{d}f$) sind verboten, wie an einigen Beispielen gezeigt wird. — Da in einem so linienreichen Spektrum das Auffinden höherer Serienglieder sehr schwierig ist, ist eine Termgrößenbestimmung

nur mit Unsicherheit möglich. Der Verf. gibt für die Ionisierungsspannung den Wert 5,9 Volt an. [Vgl. demgegenüber die Note von H. Gieseler und W. Grotrian (ZS. f. Phys. **25**, 165, 1924), die den sehr plausiblen Wert 8,15 Volt erhalten.] In einer Anmerkung bei dieser Korrektur wird zu einer Arbeit von H. Gieseler und W. Grotrian (ZS. f. Phys. **22**, 245, 1924), in welcher ebenfalls eine Deutung der Waltersschen Multipletts vorgenommen wird, Stellung genommen. Ferner kann der Verf. nunmehr auch Kombinationen von Termen des Septettsystems mit Sicherheit nachweisen.

LAPORTE.

Otto Laporte. Die Struktur des Eisenspektrums. II. ZS. f. Phys. **26**, 1—22, 1924, Nr. 1. Der Verf. beschäftigt sich in dieser Arbeit eingehender mit dem Septettssystem (σ , π , δ , φ ...) des Eisenspektrums. Außer drei Kombinationen ($\delta\delta$), ($\pi\delta$), ($\varphi\delta$) werden auch Interkombinationen dieser Terme mit dem Grundterm angegeben. Die Linien dieser „Resonanzmultipletts“ sind, wie es nicht anders zu erwarten ist, besonders temperaturbeständig, aber im Vergleich mit anderen, die den Grundterm ebenfalls zum Endzustand haben, sehr schwach. Übergänge zwischen Septett- und Quintettermen sind also bedeutend unwahrscheinlicher als Kombination zweier Quintett- oder eines Quintett- und eines Tripletermen. Hieraus könnte eine engere Zusammengehörigkeit von Triplett- und Quintettsystem, von der das Septettsystem ausgeschlossen ist, vermutet werden — in Übereinstimmung mit Überlegungen von W. Heisenberg (ZS. f. Phys. **26**, 291, 1924), wo allgemein eine besondere innige Verbindung je zweier Seriensysteme gefordert wird. Auch im Quintett- und Triplettssystem werden zahlreiche neue Multipletts angegeben oder gedeutet. — Die vom Verf. früher behauptete Erweiterung des Auswahlprinzips der azimuthalen Quantenzahl auf die gestrichelten Terme, nach welcher Kombinationen wie ($d\bar{p}$), ($\bar{d}p$), ($d\bar{f}$) usw. verboten sind, kann von neuem bestätigt werden an einer ins sichtbare Gebiet fallenden Kombination $d_i - p_j$, von der keine Linie auftritt. — Aus Serienbetrachtungen wird geschlossen, daß die Grenze der Termfolge $m\bar{f}$ von der Gieseler-Grotrianschen Grenze der Terme md ($66\,000\text{ cm}^{-1}$), wenn überhaupt, so doch nur um einen sehr geringen Betrag abweichen kann, im Gegensatz zum Ca-Spektrum. — Im ganzen sind nunmehr rund 600, darunter alle starken oder temperaturbeständigen Linien, ungefähr ein Viertel aller Eisenlinien überhaupt gedeutet.

LAPORTE.

Hilde Gieseler und Walter Grotrian. Zur Struktur des Eisenspektrums. ZS. f. Phys. **25**, 165—172, 1924, Nr. 2. Gegen die von O. Laporte ausgeführte Berechnung der absoluten Termwerte und der Ionisierungsspannung des Fe-Bogenspektrums werden Einwände erhoben. Nach Analyse eines neuen Multipletts gelingt es, drei d -Termgruppen des Quintettsystems zu einer Termfolge zusammenzufassen und für diese nach der Ritzschen Formel die Absolutwerte der Terme zu berechnen. Für die Ionisierungsspannung des Fe-Atomes ergibt sich so der Wert 8,15 Volt. W. GROTRIAN.

A. Catalán. Relation between Pressure Shift, Temperature Class, and Spectral Terms of the Iron Lines. Nature **113**, 889—891, 1924, Nr. 2851. Die Druckverschiebung der Linien des Eisenspektrums ist von Gale und Adams (Astrophys. Journ. **35**, 10, 1912) gemessen worden. Verf. trägt die mittleren Verschiebungen (pro Atmosphäre) der Linien der Fe-Multipletts gegen die Summe der Größe ihrer Anfangs- und Endterme in einem Diagramm auf. (Die Termgrößen sind nur relativ, der Grundterm $3d$ ist dabei mit Walters willkürlich gleich $60\,000\text{ cm}^{-1}$ gesetzt.) Die erhaltenen Punkte liegen ziemlich genau auf einer Kurve von schwacher Krümmung; die Druckverschiebung ist also eine stetige Funktion der Summe der

Termgrößen der betreffenden Linie. Mit Hilfe dieser Gesetzmäßigkeit gelingt es nun dem Verf., Interkombinationen der Septetterme, die Walters angegeben hat, mit den übrigen Termen des Triplett- und Quintettsystems aufzufinden. LAFORTE.

L. S. Ornstein und H. C. Burger. Die Feinstruktur der gelben Heliumlinie 5876 Å. ZS. f. Phys. **26**, 57—58, 1924, Nr. 1. Um den Ursprung der im Widerspruch mit dem Wechselsatz im He auftretenden Dubletts zu untersuchen, wurde von den Verf. das Intensitätsverhältnis der beiden Komponenten der gelben He-Linie λ 5876 Å.-E. ($2\pi_{1,2} - 3\delta$) nach den im Utrechter Institut ausgebildeten Methoden gemessen. Es ergab sich das Verhältnis 1:6. Da durch H. B. Dorgelos Intensitätsmessungen der Linien der Alkalien das Intensitätsverhältnis eines Linienpaares eines normalen Dublettsystems mit Sicherheit zu 1:2 festgestellt wurde, folgt, daß das Seriensystem des Orthoheliums kein normales Dublettsystem sein kann. Damit wird auch die von A. E. Ruark, P. D. Foote und E. L. Mohler (Journ. Opt. Soc. Amer. **8**, 21, 1924) gegebene Deutung der gelben Heliumlinie als vollständiges Dublett (mit verkehrtem π - und regelrechtem δ -Term) hinfällig. LAFORTE.

H. Gieseler und W. Grotrian. Die Absorptionsspektren von Vanadium, Titan und Scandium. ZS. f. Phys. **25**, 342—366, 1924, Nr. 4/6. Unter Benutzung eines Kingschen Ofens werden die Absorptionslinien der Dämpfe von V, Ti und Sc bei 2000°C ermittelt. Die quantentheoretische Deutung der Ergebnisse gelingt unter Benutzung der bisher bekannten Gesetzmäßigkeiten in den Bogenspektren dieser Elemente, die einer kritischen Durchsicht unterzogen und insbesondere bei Ti durch Angabe neuer Multipletts vervollständigt werden. Dabei ergeben sich folgende Resultate: Bei Vanadium entspricht größten Termwerten eine *F*-Termgruppe des Quartettsystems, bei Titan eine *F*-Termgruppe des Triplettsystems, und bei Scandium eine Termgruppe des Dublettsystems mit der Aufspaltung $168,5 \text{ cm}^{-1}$, die von Catalán als *P*-Termgruppe angesprochen wird, während die Verf. vermuten, daß es sich um eine *D*-Termgruppe handelt. Aus diesen Ergebnissen wird der Schluß gezogen, daß bei V und Ti im Normalzustande der Atome bereits 4₄-Elektronen vorhanden sind. W. GROTRIAN.

H. Gieseler und W. Grotrian. Über den Normalzustand der Atome Vanadium, Titan und Scandium. Naturwissenschaft. **12**, 438—439, 1924, Nr. 22. Kurze vorläufige Mitteilung über den Inhalt der vorstehend referierten Arbeit. W. GROTRIAN.

A. Fowler. The Spectra of Silicon at Successive Stages of Ionisation. Nature **113**, 802, 1924, Nr. 2948. Dies Referat eines Vortrages enthält kurze Angaben über die Spektren von Si, Si⁺, Si⁺⁺ und Si⁺⁺⁺. Der Charakter des Spektrums (Dubletts, Triplets usw.) sowie die Wellenlängen der stärksten Linien werden angegeben, ferner die Werte einiger Terme, der Resonanz- und Ionisierungsspannungen, soweit sie sich berechnen lassen. W. GROTRIAN.

C. C. Kiess und Harriet Knudsen Kiess. The analysis of the arc spectrum of titanium. Journ. Opt. Soc. Amer. **8**, 607—645, 1924, Nr. 5. Auf Grund bereits vorliegender Messungen und eigener Aufnahmen des Bogenspektrums von Titan werden in diesem im ganzen 63 Multipletts analysiert, wodurch etwa 400 Linien in gesetzmäßige Zusammenhänge gebracht sind. Die quantentheoretische Analyse der Multipletts wird durch Zuordnung von inneren Quantenzahlen durchgeführt, wobei der Vergleich der beobachteten und nach den Landéschen Regeln berechneten Zeemaneffekte eine wesentliche Stütze für die Richtigkeit der Deutung gibt. Die Multipletts zerfallen

in Triplets und Quintets; in den viel zahlreicheren Triplets sind d - und f -Niveaus vorherrschend. Größte Termwerte besitzt eine f -Termgruppe des Tripletsystems. Der Zusammenhang zwischen Triplett- und Quintettniveaus wird durch Interkombinationsmultipletts festgelegt. Aus zwei s -Termen des Tripletsystems wird verschungsweise eine Ionisierungsspannung von 5,61 Volt berechnet. In einem Energiediagramm wird die relative Lage der durch die Multipletts festgelegten Energieniveaus des Titanatoms veranschaulicht.

W. GROTRIAN

Arthur S. King. The Electric Furnace Spectrum of Titanium in the Ultra-Violet. *Astrophys. Journ.* **59**, 155—176, 1924, Nr. 3 und *Mt. Wilson Contrib.* Nr. 274, S. 329—350, 1924. Das Spektrum des Titans wird mit einer Dispersion von 1,86 Å pro Millimeter aufgenommen, und zwar im Funken, Bogen und dem Vakuum-Graphitrohr-Ofen des Verf. bei den Temperaturen von 2100°, 2300° und 2700°. In einer früheren Arbeit (*Mt. Wils. Contr.* 76 und *Astrophys. Journ.* **39**, 139, 1914) war in gleicher Weise das Wellenlängengebiet von 7364 bis 3888 behandelt, während in vorliegender Arbeit dasjenige von 3883 bis 2600 bearbeitet ist. Die Messungen der Intensitäten von 785 Linien und 333 neue Wellenlängenbestimmungen werden in einer Tabelle gegeben. Von besonderem Interesse ist das Verhalten der Funken- (enhanced-) Linien. Während solche bei größeren Wellenlängen nur schwer, d. h. bei den höheren Ofentemperaturen (2600°) zu erhalten sind, und demgemäß in die Kingsche Temperaturklasse V eingereiht werden, sind sie im Gebiet von 3050 bis 3400 schon bei 2250° reich vertreten, im Funken umgekehrt und in Klasse III einzureihen. Unterhalb 3000 sind sie zwar zahlreich, jedoch schwächer und auch im Funken selten umgekehrt. Zwei Tafeln veranschaulichen die Verhältnisse in vorzüglicher Weise.

STUMPF.

Masamichi Kimura and Gisaburo Nakamura. Self-Reversal of the Lines H_α and H_β of Hydrogen. *Jap. Journ. of Phys.* **2**, 53—59, 1923, Nr. 3/5. Es wurde der Einfluß fremder Gase auf die Selbstumkehr von H_α und H_β untersucht. Als Entladungsröhre diente eine 30 cm lange Kapillare von 2 mm lichter Weite, die in Längsdurchsicht beobachtet wurde. Der Entladungskreis bestand aus einer Leidener Flasche von 0,06 μ F und einer regulierbaren Funkenstrecke in Serie mit dem Rohr. Der Kondensator wurde durch einen Transformator von 25 kV Sekundärspannung aufgeladen. In reinem Wasserstoff von wenigen Millimeter Druck waren H_α und H_β ziemlich scharf, solange keine Funkenstrecke eingeschaltet war. Bei Einschaltung derselben wurden die Linien zwar breiter, zeigten aber keine Selbstumkehr. Diese trat erst ein, wenn der Druck auf mehr als 1 cm gesteigert wurde, wobei die Absorptionslinie von H_β breiter als die von H_α war. Umgekehrt war bei einer Entladung durch Wasserdampf die Umkehr von H_α deutlich und scharf, während sie bei H_β schwach und verwaschen erschien. Ließ man O_2 zu H_2 einströmen, so trat Selbstumkehr stets dann auf, wenn der Druck des Wasserstoffs anfänglich größer als 1 cm war. Ähnlich verhielt sich Chlor. Ließ man Joddampf in Wasserstoff von etwa 1,5 mm Druck eintreten, so wurden die Linien stark verbreitert. H_β bis zu 5 Å.-E., eine Selbstumkehr trat aber nur bei H_β auf. Um H_α in Selbstumkehr erscheinen zu lassen, mußte Joddampf in Wasserstoff von 10 mm Druck hineinsublimiert werden. Ganz analog verhielt sich Quecksilberdampf. Aus der weiteren Beobachtung, daß die Absorptionslinie von H_α , wenn diese in Selbstumkehr kam, oben und unten breiter war als in der Mitte, wird geschlossen, daß die Atome in der Nähe der Wand der Kapillare einem stärkeren intramolekularen Feld ausgesetzt sind als in der Achse. Joos.

A. Catalán. Sur la structure des spectres d'arc des éléments des colonnes 6 et 7 de la Table périodique. *C. R.* **176**, 84—85, 1923, Nr. 2. Im Bogenspektrum

des Mangans besteht das Multiplett der I. N.-S. aus neun Komponenten, während das entsprechende zusammengesetzte Triplet der Erdalkalien nur sechs Komponenten aufweist. Dies kommt daher, daß beim Mn der d -Term nicht drei-, sondern fünffach ist. Derartige fünffache Terme sind inzwischen auch bei anderen Elementen gefunden worden, so insbesondere beim Chrom, von dem zwei Seriensysteme mitgeteilt werden, deren p -Terme sich um den festen Betrag von $4436,4 \text{ cm}^{-1}$ unterscheiden. Die Werte der unverschobenen Terme betragen:

$1s = 54640,9$	$3d_1 = 12379,6$	$4d_1 = 6931,1$
$2s = 17745,1$	$3d_2 = 12382,5$	$4d_2 = 6935,6$
$2p_1 = 31142,0$	$3d_3 = 12384,7$	$4d_3 = 6938,5$
$2p_2 = 31254,5$	$3d_4 = 12386,4$	$4d_4 = 6940,3$
$2p_3 = 31335,9$	$3d_5 = 12387,6$	$4d_5 = 6941,7$

Die p -Terme des zweiten Systems erhält man aus denen des ersten durch Subtraktion von $4436,4$. Joos.

St. Procopiu. Sur les spectres d'arc des métaux dans divers milieux et dans le vide. C. R. 176, 385—388, 1923, Nr. 6. Der Bogen brannte zwischen den zu untersuchenden Metallen im Vakuum und in Atmosphären von Wasserdampf, Leuchtgas, Wasserstoff und Stickstoff. In Wasserstoff, Wasserdampf und Leuchtgas waren die Serienlinien des Bogenspektrums stark verbreitert und die höheren Glieder der Serien fehlten. So blieben von Cd, Zn, Mg, Al nur die drei ersten Glieder der Serien $2p-ms$ und $2p-md$. Dagegen war die Serie $2P-mD$ des Mg zwar geschwächt, aber die höheren Glieder verschwanden nicht. Außerdem erschienen Funkenlinien. Die Spektren von Cu und Au waren wenig verändert. In Stickstoff erhielt man bedeutend mehr Bogenlinien als in Luft. Es erschienen Linien, die man sonst nur im Vakuumbogen erhält. Zahlreiche Linien waren selbstumgekehrt, so vom Al die erste Nebenserie bis zum neunten Glied. Im Vakuumbogen war die relative Intensität der höheren Serienglieder im Vergleich zu den ersten viel stärker als in irgend einem anderen Medium. Zahlreiche Bogenlinien waren umgekehrt, besonders an der Kathode, wo die Linien breiter waren. Es wird noch bemerkt, daß die Flammenlinien $1S-2P$ relativ schwach waren und ihre Selbstumkehr verwaschen erschien. Der Vakuumbogen zeigte ferner zahlreiche Funkenlinien. Joos.

St. Procopiu. Sur les spectres d'arc des métaux dans divers milieux et dans le vide. C. R. 176, 792, 1923, Nr. 11. (Druckfehlerberichtigung.) Joos.

Toshio Takamine and Mitsuharu Fukuda. Spectra of Constricted Arc of Metals. Jap. Journ. of Phys. 2, 111—119, 1923, Nr. 3/5. Das Spektrum eines durch eine enge Öffnung brennenden Quecksilberdampf Bogens wurde an der Stelle der Einschnürung untersucht. Die Einschnürung war dadurch bewirkt worden, daß über die Anode ein Rohr aus Quarzglas gesteckt wurde, das eine enge Öffnung besaß. Im Licht der Einschnürung fanden sich eine große Anzahl verbotener Linien vom Typ $2p-mp$, $2p-mf$ und $2P-mf$, außerdem wurden zahlreiche nicht eingeordnete Linien beobachtet, die L. und E. Bloch den Funkenspektren des Quecksilbers zuschreiben. An ihrer großen Schärfe waren diese Funkenlinien leicht zu erkennen. Bei Cd und Zn, die mit der gleichen Anordnung untersucht wurden, traten nur wenige verbotene Linien auf. Die erste Nebenserie war besonders schön ausgebildet und konnte bei Cd bis zum 16. Glied verfolgt werden. Die wenigen verbotenen Linien waren wieder vom Typ $2p-mp$ und $2p-mf$. Dasselbe gilt für die erzwungenen

Übergänge des auf gleiche Weise erzeugten H-Spektrums. Das Auftreten derartiger verbotener Übergänge wird auf die Wirkung starker intramolekularer elektrischer Felder zurückgeführt. Joos.

Gisaburo Nakamura. Spectra of Mercury Emitted from Various Parts of a Discharge Tube. Jap. Journ. of Phys. 2, 77—83, 1923, Nr. 3/5. Ein mit Quecksilberdampf gefülltes Entladungsrohr enthielt eine sehr enge Quarzkapillare, durch die die Entladung gehen mußte. Bei Kathodenstrahlvakuum und mäßiger Erregung erschienen im Licht der Kapillare außer den Hg-Linien einige Linien von Sauerstoff und Silicium. Bei Steigerung des Hg-Dampfdruckes traten diese Linien gegen die Hg-Linien zurück. Außer dem Leuchten in der Kapillare trat nun noch eine merkwürdige kugelförmige Leuchtzone an dem der Kathode zugewandten Ende der Kapillare auf, deren Helligkeit dem Licht in der Kapillare ungefähr gleich war. Durch Erwärmen wurden die Druckbedingungen für das Erscheinen des kugelförmigen Leuchtens näher untersucht. Bei 90° war das Licht in der Kapillare relativ schwach, die Kugelzone leuchtete hell in oranger Farbe. Bei 100° zeigte sich bereits ein Leuchten im ganzen Rohr, bei 110° verwandelte sich die Farbe des kugelförmigen Leuchtens in Weiß, oberhalb 138° war die besprochene Erscheinung ganz verschwunden. In dem Licht dieser Zone sind die Linien der ersten Nebenserie relativ verstärkt, die der zweiten Nebenserie geschwächt. Außerdem traten hier Funkenlinien in Erscheinung: 2191, 2225, 2253, 2260, 2262, 2264, 2354, 2408, 2414, 2479, 2848 und 3934 Å.-E. Aus der relativen Länge der einzelnen Linien in dieser Zone wird geschlossen, daß die zur Anregung der betreffenden Serien erforderliche Energie in der Reihenfolge erste Nebenserie, zweite Nebenserie, Funkenspektrum wächst. An der Oberfläche der Quecksilberkathode war eine beträchtliche Verbreiterung der Linien zu bemerken. Die stark verbreiterten Linien sind aber nicht immer mit denen identisch, welche einen Starkeffekt aufweisen. Joos.

Masamichi Kimura and Gisaburo Nakamura. The Broadening of Spectral Lines Caused by Increased Current Density and Their Stark Effects. Jap. Journ. of Phys. 2, 61—75, 1923, Nr. 3/5. Bei einer größeren Anzahl von Linien, deren Starkeffekt gemessen ist, wurde die Verbreiterung durch Steigerung der Stromdichte untersucht. Das Ergebnis ist, daß im allgemeinen Starkeffekt und Verbreiterung parallel laufen, so daß die schon von Stark aufgestellte Hypothese, wonach die Verbreiterung durch Starkeffekte hervorgerufen wird, im großen ganzen bestätigt wurde. Die Linien, die im elektrischen Feld nach Rot verschoben werden, zeigen auch eine Verbreiterung nach der roten Seite und Analoges gilt für die Linien, die nach Violett verschoben werden. Bei einigen Linien, die im Starkeffekt isolierte Komponenten entwickeln, traten auch bei der Verbreiterung an der Stelle dieser Komponenten verwischene neue Linien auf, so bei dem Sauerstofftriplett 5330 Å.-E. — entsprechend zwei isolierten Komponenten auf der violetten Seite im Abstand von 12 und 22 Å.-E. — zwei Linien im Abstand von 13 und 22 Å.-E. Beim Sauerstofftriplett 4968 Å.-E. war dagegen von den beiden isolierten Starkeffekt-komponenten nur die eine wiederzufinden. Aus der Beobachtung der Verbreiterung auch an solchen Linien, die wie die D-Linien keinen meßbaren Starkeffekt haben, wird geschlossen, daß es außer dem Starkeffekt noch eine andere Ursache der Verbreiterung gibt. Es wird eine Theorie skizziert, die sich auf die Annahme gründet, daß ein Elektron beim Quantensprung durch Zusammenstoß mit einem Nachbaratom Energie aufnehme und diese mit ausstrahle. Joos.

Roscoe Everett Harris. Pole-effects and pressure-shifts in the lines of the spectra of zinc and calcium. Astrophys. Journ. 59, 261—273, 1924, Nr. 5.

Es wurde der Poleffekt der Bogenlinien von Zn und Ca untersucht. Als Lichtquellen dienten horizontale Bogen zwischen Metallelektroden oder mit den betreffenden Metallsalzen gefüllten Kohlen. Der Spektrograph war ein 21-Fuß-Gitter, das in zweiter Ordnung benutzt wurde. Die zu vergleichenden Teile des Bogens wurden mittels einer geeigneten Spaltblende unmittelbar übereinander photographiert. Im Bogen zwischen Zn-Elektroden waren die Linien am negativen Pol am schärfsten, die dort gemessene Wellenlänge kommt daher der wahren am nächsten. Im Zentrum waren die Linien nach Rot verschoben. An der Anode waren die Linien sehr breit und gegenüber dem Zentrum noch weiter nach Rot gerückt. Die Größenordnung der Verschiebung beträgt einige hundertstel Ångström-Einheiten. Bei Bogen zwischen mit ZnCl_2 gefüllten Kohlen zeigte sich eine viel kleinere Rotverschiebung, und zwar war diese an der Kathode größer als an der Anode. Weiter wurden die Zinklinien im Bogen zwischen Messingelektroden untersucht. In diesen waren die Linien am $+$ -Pol gegenüber dem Zentrum nur wenig nach Rot verschoben, solange der Strom nur etwa 3 Amp. betrug, während an der Kathode sich eine beträchtliche Rotverschiebung bemerkbar machte. Mit steigendem Strom nahm aber die Rotverschiebung an der Anode stark zu, so daß sie die an der Kathode schließlich bei 10 Amp. übertraf. In bezug auf die Abhängigkeit von der Wellenlänge laufen Poleffekt und Druckverschiebung annähernd parallel und beide sind ungefähr der Wellenlänge umgekehrt proportional. Bei Ca verhielten sich die Bogen zwischen Metall und Salzkohlen nur wenig verschieden. An beiden Polen zeigte sich eine ungefähr gleich große Verschiebung gegen das Zentrum, wobei die Linien der ersten Nebenserie nach Violett, die der zweiten Nebenserie nach Rot rückten.

Joos.

H. Kornfeld. Über den Einfluß der Deformierbarkeit der Ionen auf optische und chemische Konstanten. III. Die Eigenschwingungen des O_3^- . ZS. f. Phys. 26, 205—222, 1924, Nr. 3. [S. 1556.]

Joos.

Hermann Behnken, Georg Jaeckel und Walther Kutzner. Der Geigersche Spitzenzähler als hochempfindliches Reagens auf Röntgenstrahlen. ZS. f. Phys. 20, 188—190, 1923, Nr. 3/4. Es wird gezeigt, daß sich der Geigersche Spitzenzähler unter Umständen gut zum Messen von Röntgenstrahlen geringer Energie eignet.

BEHNKEN.

Arthur H. Compton. The scattering of X-rays. Journ. Franklin Inst. 198, 57—72, 1924, Nr. 1. Wiedergabe eines Vortrages, in dem zusammenfassend über die Quantentheorie der Streuung berichtet wird sowie über ihre bisherige experimentelle Bestätigung, einerseits in Betracht der Wellenlängenänderung nach den Messungen von Compton und Ross, andererseits der Rückstoßelektronen nach den Arbeiten von Bothe und insbesondere von Wilson. Verf. betont besonders, daß er hierin einen Beweis für die Quantenstruktur der Strahlung erblickt, im Gegensatz zu Bohr und Darwin, welche geneigt sind, für den Einzelprozeß Energie- und Impulssatz aufzugeben, um demgegenüber die Wellentheorie aufrechtzuerhalten zu können. KULENKAMPPF.

J. A. Bearden. A Test for Possible X-ray Phosphorescence. Nature 113, 857—858, 1924, Nr. 2850. C. T. R. Wilson fand bei seinen neuen Aufnahmen der Bahnen von β -Strahlen (ausgelöst durch Röntgenstrahlen), daß zwischen der Emission zweier β -Strahlen, die ein Paar bilden, ein Zeitintervall von der Größenordnung $\frac{1}{1000}$ sec liegen kann. Hiervon betrachtet er den ersten als Photoelektron, den zweiten als durch die Röntgenfluoreszenzstrahlung hervorgerufen. Verf. will direkt untersuchen, ob zwischen Anregung und Emission der Fluoreszenzstrahlung ein so großes

Zeitintervall liegt. Zu diesem Zweck wird eine rasch bewegte Scheibe aus Al oder Fe bestrahlt und das Bild der erregten Fluoreszenzstrahlung auf einen dicht dahinter befindlichen Film registriert. Es ließ sich kein Unterschied erkennen zwischen Aufnahmen bei ruhender oder bewegter Scheibe; dies bedeutet, daß das fragliche Zeitintervall $< 1 \cdot 10^{-5}$ sec ist. Verf. weist darauf hin, daß er im Gegensatz zu Wilson schwerere Elemente und feste Körper statt eines Gases benutzte. KULENKAMPFF.

K. A. Wingårdh. Über den Wert von C in der Beziehung $\frac{\mu}{\rho} = C \cdot \lambda^3 + k$. ZS. f. Phys. 20, 315—316, 1923, Nr. 5. Verf. hat früher für den Massenschwächungskoeffizienten der Röntgenstrahlen die Formel $\frac{\mu}{\rho} = C \cdot \lambda^3 + k$ bestätigt. Für den Zusammenhang zwischen C und der Ordnungszahl Z des absorbierenden Elementes findet der Verf. die Beziehung $C = \frac{Z^{2,95}}{124,7}$. BEHNKEN.

Frank Horton, Ursula Andrewes and Ann Catherine Davies. The Excitation of Characteristic X-rays from certain Metals. Phil. Mag. (6) 46, 721—741, 1923, Nr. 275. Die Verff. bestimmten die Anregungsspannungen der langwelligeren Röntgen-serien von Al, Fe, Ni, Cu und Zn, die der Spektrometrie nicht mehr zugänglich sind, mit Hilfe ihrer photoelektrischen Wirkung. Zu diesem Zwecke war im Innern des Röntgenrohres ein mit einem Elektrometer verbundenes Platinblech angebracht, dessen Elektronenabgabe als Funktion der die Röntgenstrahlen erzeugenden Spannung gemessen wurde. Jedesmal beim Überschreiten einer Anregungsspannung zeigte der Photostrom einen plötzlichen Anstieg. Durch graphische Extrapolation des Moseleyschen Gesetzes wurden die gefundenen Anregungsspannungen identifiziert. Die Ergebnisse zeigt folgende Tabelle:

Element	Anregungsspannungen in Volt		
Al	42	66	107
Fe	—	73	166
Ni	—	104	178
Cu	—	112	193
Zn	—	119	200

BEHNKEN.

Duncan A. MacInnes and Theodore Shedlovsky. The intensities of reflection of the characteristics rays of palladium from fluorite. Phys. Rev. (2) 23, 290, 1924, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Mit Hilfe eines modifizierten Bragg'schen Spektrometers haben die Verff. die relativen Intensitäten der an drei verschiedenen Kristallflächen von Fluorit in verschiedenen Ordnungen reflektierten α - und β -Linien des Palladiums gemessen. Sie erhielten, wenn sie die Intensitäten als Ordinaten, eine Funktion des Reflexionswinkels als Abszissen auftrugen, drei Arten von Kurven, je nachdem, ob die Reflexion von den Calcium- und Fluoratomen gemeinsam, oder von den Calciumatomen allein, oder von den Calcium- und Fluoratomen wechselseitig herührte. BEHNKEN.

F. K. Richtmyer and F. W. Warburton. The absorption of x-rays by iron, cobalt, nickel and copper. Phys. Rev. (2) 22, 539—545, 1923, Nr. 6. Der Atomabsorptionskoeffizient μ_a für Röntgenstrahlen wird definiert durch die Gleichung:

$$\mu_a = \frac{\mu}{\rho} \frac{A}{n} = F \cdot \frac{A}{n} \lambda^3 + \frac{A}{n} \cdot \frac{\sigma}{\rho} = F_a \cdot \lambda^3 + \sigma_a$$

(μ = Absorptionskoeffizient, ϱ = Dichte, A = Atomgewicht, n = Avogadro'sche Zahl, F und $F_a = \text{const}$, λ = Wellenlänge, σ = Streukoeffizient, σ_a = Atomstreu- koeffizient.) Es ist aus früheren Beobachtungen abgeleitet worden sowohl $F_a = k \cdot N^4$ (N = Ordnungszahl), als auch $F_a = k \cdot A^{3,7}$. Die Verf. versuchten experimentell zwischen diesen beiden Formeln zu entscheiden, d. h. also festzustellen, ob für die Röntgenstrahlenabsorption die Ordnungszahl oder das Atomgewicht maßgebend ist. Hierzu bestimmten sie mit spektral zerlegter Strahlung für verschiedene Wellenlängen die Absorptionskoeffizienten von Fe, Co, Ni und Cu. Die sehr sorgfältig durchgeführten Messungen ergaben für:

$$\begin{array}{ll} \text{Fe} \dots \mu/\varrho = 110 \lambda^3 + 0,18, & \text{Ni} \dots \mu/\varrho = 145 \lambda^3 + 0,20, \\ \text{Co} \dots \mu/\varrho = 124 \lambda^3 + 0,18, & \text{Cu} \dots \mu/\varrho = 153 \lambda^3 + 0,20. \end{array}$$

Zusammen mit anderweitigen Messungen an C, Al, Mo, Ag, W und Pb läßt sich hieraus die Formel $\mu_a = 22,4 \cdot 10^{-27} \cdot N^4 \cdot \lambda^3 + \sigma_a$ ableiten. Die Versuche sprechen also zu- gunsten der Ordnungszahl als wesentlich für die Röntgenstrahlenabsorption. BEHNKEN.

F. W. Aston. The Mass-spectra of Chemical Elements. Part V. Accelerated Anode Rays. Phil. Mag. (6) 47, 385—400, 1924, Nr. 278, Februar. Die massen- spektrographische Untersuchung der metallischen Elemente bereitete bisher Schwierig- keiten, da es nicht gelang, mit der bislang vom Verf. benutzten Apparatur geeignete Massenstrahlen von ihnen zu erzeugen. Auch ein Versuch, durch ein starkes Feld genügend viele Ionen aus einem Vakuumlichtbogen zwischen Metallspitzen heraus- zuziehen und in den Massenspektrographen zu senden, scheiterte. Verf. hat daher eine neue Apparatur ausgearbeitet, bei der die Massenstrahlen als Anodenstrahlen erzeugt, dann durch ein besonderes Feld so beschleunigt werden, daß sie sich zur Untersuchung im Massenspektrographen eignen. Es wurden zunächst einige bereits früher untersuchte leichtere Elemente analysiert, um bei diesen wahrscheinliche Ab- weichungen von der Ganzzahligkeit der Atomgewichte zu kontrollieren. Dabei ergaben sich für Li die beiden Atomgewichte $7,006 \pm 0,005$ und $7,008 \pm 0,005$, für Be $9,003$ oder $9,001$ je nach der Wahl der Bezugslinien. Mg ergab in Bestätigung früherer Messungen 24, 25 und 26, desgleichen Ca 40 und 44. Die übrigen neuen Ergebnisse enthält folgende Tabelle:

Element	Ordnungszahl	Atomgewicht	Mindestzahl von Isotopen	Massenzahlen nach der Intensität geordnet
Sc	21	45,1	1	45
Ti	22	48,1	1	48
V	23	51,0	1	51
Cr	24	52,0	1	52
Mn	25	54,93	1	55
Co	27	58,97	1	59
Cu	29	63,57	2	63, 65
Ga	31	69,72	2	69, 71
Ge	32	72,5	3	74, 72, 70
Sr	38	87,63	1	88
Y	39	88,9	1	89
Ag	47	107,88	2	107, 109

Vom Zr und Hf gelang die Herstellung der Massenstrahlen nicht in ausreichender Weise. Außerdem wurden keine Ergebnisse erzielt mit Nb, Mo, Cd, Pb. Ba hat wahrscheinlich einige Isotope, konnte jedoch auch nicht mit Sicherheit gemessen werden. Ebensovienig ließ sich entscheiden, ob Fe außer der Hauptlinie 56 noch einen leichteren Begleiter 54 besitzt.

BEHNKEN

Emory Carl Unnewehr. An Experimental investigation of the energy of the characteristic K -radiation from certain metals. Phys. Rev. (2) 22, 522—538, 1923, Nr. 6. An einer Röntgenröhre mit auswechselbarer Antikathode untersuchte Verf. die K -Strahlung von Ag, Rh, Cu und Cr, und zwar erstens deren Intensität in Abhängigkeit von der Spannung, zweitens in Abhängigkeit von der Ordnungszahl, drittens das Intensitätsverhältnis der Linien zum kontinuierlichen Spektrum gleicher Wellenlänge, viertens das Intensitätsverhältnis der α -Linie zur β -Linie. Die Röntgenröhre wurde mit Gleichspannung bis 45 kV, die in einem statischen Voltmeter gemessen wurde, betrieben. Die Strahlung wurde in einem Spektrometer mit Calcitkristall zerlegt und die spektrale Intensität in einer mit Methyljodiddampf gefüllten Ionisationskammer mit Goldblattelektroskop gemessen. An den Ablesungen wurden rechnerisch Korrekturen angebracht wegen der unvollständigen Absorption in der Ionisierungskammer, wegen der Absorption in den Fenstern (aus Glimmer) der Röntgenröhre und der Ionisierungskammer, wegen der Reflexionsdispersion des Calcitkristalles, wegen der Absorption in den Luftstrecken. Die so korrigierten Messungen zeigen, daß die Intensität der Linien zunächst schneller als das Quadrat der Röhrenspannung wächst, danach eine Weile zu dieser proportional verläuft, um schließlich etwas hinter den Spannungsquadrat zurückzubleiben. Für Ag und Rh stimmen die Messungen gut mit einer Theorie von Bergen Davis überein, nicht aber für Cr und Cu, wahrscheinlich weil die Theorie die durch Absorption von kontinuierlicher Strahlung in der Antikathode selbst ausgelöste Fluoreszenzstrahlung nicht berücksichtigt. Während die kontinuierliche Strahlung im allgemeinen mit der Ordnungszahl der Antikathodenmaterials zunimmt, zeigt sich, daß das Verhältnis der Linienstrahlung zur kontinuierlichen Strahlung gleicher Wellenlänge mit wachsender Ordnungszahl schnell abnimmt. (Vgl. hierzu eine Arbeit von Kettmann, ZS. f. Phys. 18, 359—371, 1923; diese Ber. S. 853.)

BEHNKEN

F. W. Warburton and F. K. Richtmyer. X-ray absorption coefficients in the neighborhood of K -limits. Phys. Rev. (2) 23, 291—292, 1924, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Verknüpft man das Röntgenstrahlenabsorptionsgesetz für die Frequenz der K -Absorptionsgrenze $\mu_\alpha = \tau_\alpha + \sigma_\alpha = k \cdot N^4 \lambda^3 + \sigma_\alpha$ mit dem Moseleyschen Gesetz $\sqrt{\nu_\alpha} \sim (N - b)$, so folgt:

$$\tau_\alpha \sim \frac{N^4}{(N - b)^6}.$$

Durch Messungen an Mo, Ag, Sn, W, Au und Pb wurde diese Formel bestätigt, wobei sich für b der Wert 7 ergab. Der Sprung von τ_α beim Überschreiten der K -Grenzlinie liegt innerhalb von 1:7, nimmt aber mit wachsendem N ab. Auf der langwelligen Seite von der K -Grenze wird $\mu_\alpha = k' \cdot N^{4,8} \lambda^3$.

BEHNKEN

F. K. Richtmyer. The relative number of K and L electrons expelled by x-rays. Phys. Rev. (2) 23, 292, 1924, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Das Verhältnis der Absorptionskoeffizienten für Röntgenstrahlen beiderseits der K -Grenze ergibt das Verhältnis der Energiebeträge, die dem einfallenden Strahl durch photoelektrische Auslösung der K - bzw. ($L + M$)-Elektronen entzogen werden. Dies Verhältnis ist von

erselben Größenordnung, aber etwas kleiner als das Verhältnis der Energien, die nötig sind, um ein einzelnes K - und ein einzelnes L -Elektron aus einem Atom des Absorbenten zu entfernen. Unter der Annahme, daß diese Verhältnisse identisch sind, kann man aus bekannten Daten den Anteil der $(L+M)$ -Absorption, der den L -Elektronen allein zukommt, berechnen. Das Verhältnis der K -Absorption zur L -Absorption wird dann sehr nahe gleich dem Verhältnis des K -Ionisationspotentials zum L -Ionisationspotential. Beide Verhältnisse nehmen mit wachsender Atomzahl ab. Hieraus ist zu schließen, daß die Wahrscheinlichkeit der Auslösung eines K -Elektrons zu der Wahrscheinlichkeit der Auslösung eines L -Elektrons in einem Verhältnis steht, das von der Anzahl dieser Elektronen unabhängig und zu dem der entsprechenden Ionisationspotentiale umgekehrt proportional ist. Nach der Comptonschen Streuungstheorie müßte jedoch sollte dieses Verhältnis zum Teil von der relativen Anzahl der K - und L -Elektronen abhängen.

BEHNKEN.

V. Dolejšek. Berichtigung zu der Arbeit: Bemerkungen über die N -Serie der X -Spektren. ZS. f. Phys. **21**, 264, 1924, Nr. 4. Stellt die Reihenfolge falsch gesetzter Figuren richtig.

BEHNKEN.

A. Petrikalu. Über die Chemilumineszenz des Jodids der Millonschen Base. ZS. f. Phys. **25**, 292–298, 1924, Nr. 4. Das Jodid der Millonschen Base $\text{Hg}:\text{N}_2\text{O} \cdot \text{Hg} \cdot \text{J}$ zersetzt sich oberhalb 350° , wobei eine blaue Lumineszenz auftritt, die beim Arbeiten im Vakuum intensiver ist. Die Lumineszenz besteht aus einem Linienpektrum des angeregten Quecksilberatoms mit den Übergängen $1s-2p_1$, $1s-2p_2$, $1s-2p_3$ und aus einem Bandenspektrum des Quecksilberjodürs mit zwei kräftigen Banden bei 4500 und 3440 Å und einigen sehr schwachen noch weiter im Ultraviolett. Die Zersetzungsenergie des Jodids der Millonschen Base berechnet sich auf 70 kcal und reicht aus, um die Entstehung des Spektrums zu deuten. KAUFFMANN.

W. L. Lewschin. Über polarisiertes Fluoreszenzlicht von Farbstofflösungen. III. ZS. f. Phys. **26**, 274–284, 1924, Nr. 4/5. An Lösungen von Fluorescein, Erythrosin, Rhodamin B extra und Magdalarot wurde beobachtet, daß der Polarisationsgrad bei großen Konzentrationen stark abnimmt, bei mittleren ein Maximum erreicht und bei sehr schwachen ein wenig abfällt. Dieser Einfluß kann in zwei Teile, einen direkten und sekundären, getrennt werden. Praktisch ist anzunehmen, daß bei schwachen Konzentrationen der Polarisationsgrad in ziemlich breitem Intervall nicht von der Konzentration abhängt, und daß das bei starken Konzentrationen beobachtete bedeutende Sinken der Polarisation sich teilweise durch Beimischung der depolarisierten sekundären Fluoreszenz erklärt. Bei den Farbstoffen Rhodamin B extra und Magdalarot ist die Polarisation abhängig von der Wellenlänge des erregenden Lichtes, mit dessen Wellenlänge der Polarisationsgrad steigt. Bei Fluorescein und Rodulinrot B ist eine solche Abhängigkeit nicht feststellbar. Rhodamin B extra, das früher eine Ausnahme bildete, erreicht, wenn die Konzentration genügend klein ist, dieselbe Polarisationsgrenze von etwa 35 Proz. wie die anderen Farbstoffe. Außer einem indirekten Einfluß durch die Änderung der Zähigkeit des Lösungsmittels übt die Temperatur noch eine andere depolarisierende Wirkung auf das Fluoreszenzlicht der Lösungen aus.

KAUFFMANN.

Fritz Weigert und Gerhard Kuppfer. Polarisierte Fluoreszenz in Farbstofflösungen. ZS. f. Phys. **25**, 99–117, 1924, Nr. 2. Die mit linear polarisiertem Licht erregte Fluoreszenz wässriger Fluoresceinlösungen ist bei kleiner Farbstoffkonzentration nicht merklich polarisiert, nimmt aber in konzentrierten Lösungen beträcht-

liche Polarisationsgrade an. Lösungen in Glycerin verhalten sich umgekehrt, denn in verdünnter Farbstofflösung beträgt der Polarisationsgrad etwa 30 Proz., während in konzentrierter Lösung praktisch keine Polarisation zu beobachten ist. Die Zähigkeit des fluoreszierenden Mediums hat nur einen sekundären Einfluß auf die Stärke der Polarisation. Der primäre Prozeß, der schließlich zur polarisierten Fluoreszenz führt, besteht im Übergang eines Elektrons vom eigentlich absorbierenden Farbstoffmolekül zu einem in großer Nähe befindlichen fremden Molekül, das seinerseits befähigt zur Aufnahme des Elektrons ist. Beim Zerfall des so entstandenen relativ unbeständigen heteropolaren chemischen Komplexes wird das Fluoreszenzlicht emittiert, das polarisiert ist, da die Richtung dieses unbeständigen Gebildes infolge seiner Längenausdehnung und seines größeren Trägheitsmomentes beträchtliche Zeit erhalten bleibt. Auf diese Weise ist die Polarisation des Fluoreszenzlichtes in Glycerin durch „Fluorescein-Glycerinmoleküle“ und in konzentrierten Fluoresceinlösungen durch „bimolekulare Fluoresceinmoleküle“ zu deuten.

KAUFFMANN

E. Q. Adams. Luminous efficiency of phosphorus glow. Journ. Franklin Inst. 198, 104, 1924, Nr. 1. Reiner atmosphärischer Stickstoff, der durch Hindurchleiten durch eine Suspension von Phosphor in raffiniertem Baumwollsaamenöl mit Phosphordampf gesättigt worden war, ruft beim Ausströmen in die Luft eine dem inneren Kegel der Bunsenflamme gleichende Lichterscheinung hervor. Die Lichtstärke wurde gemessen und war bei 25° und 40° nicht sehr verschieden.

KAUFFMANN

Stéfan Procopiu. Sur la biréfringence électrique et magnétique des suspensions. Ann. de phys. (10) 1, 213—292, 1924, März/April. Befinden sich heterogene Flüssigkeiten im elektrischen oder magnetischen Felde, so spielen die suspendierten Teilchen eine ähnliche Rolle wie die Moleküle in der Hypothese der molekularen Orientierung. Die Anisotropie solcher Suspensionen kann ein Bild von der Anisotropie der Moleküle geben. Die vorliegende Untersuchung bezieht sich auf die elektrische oder magnetische Doppelbrechung und den Dichroismus von Suspensionen aus Pulvern kristalliner Substanzen, aus Metallpulvern und auf rauchförmige Suspensionen in der Luft. Zur Analyse der Polarisation des Lichtes, das die Suspension parallel oder senkrecht zur Richtung der Kraftlinien durchlaufen hat, bedient sich der Verf. der Methode von Sénarmont-Chauvin unter Verwendung eines Halbschattenapparates. Ist β der Winkel, dessen tg die Beziehung zwischen den beiden Achsen a und b der Ellipse des elliptisch polarisierten Lichtes darstellt,

d. h. $tg \beta = \frac{a}{b}$ und ist δ die Doppelbrechung bei der Wellenlänge λ , so ist

$\delta = \frac{\lambda \cdot \beta}{\pi}$. Ist ferner die Amplitude des Lichtes parallel den Kraftlinien h , senkrecht

dazu v , so ergibt sich als Maß des Dichroismus $\frac{v}{h}$ die Beziehung $\frac{v}{h} = tg(45^\circ \pm \varrho)$

worin ϱ die Drehung der Polarisationssebene ist. Als Flüssigkeiten wurden verwandt Schwefelkohlenstoff, Toluol, Petroleum, Butylalkohol, Petroläther, Aceton, Wasser, Benzin. An kristallinen Stoffen wurden in Suspensionen untersucht: Kalkspat, Eisenspat, Quarz, Turmalin, Zirkon, Natriumacetat, Borsäure, benzoesaures Calcium. an Metallen: Mg, Sb, Al, Cu, Fe, Cd, Bi, Ni, Zn, Hg. In Dampfform verwendet wurden Salmiak, Magnesia, Bienenwachs und Terpentin. Die Stärke des elektrischen Feldes wurde zwischen 200 und 900 Volt variiert, die des magnetischen bis 5200 Gauß. Die Untersuchung der magnetischen und elektrischen Doppelbrechung und des Dichroismus sowie die Depolarisation des Lichtes in Suspensionen führte zu folgenden Ergebnissen. — Ist der in Suspension befindliche Stoff kristallin und haben Flüssig-

keit und Suspension nahezu gleiche Brechungsindizes, so läßt sich nach der dielektrischen oder magnetischen Struktur des Kristalls das Vorzeichen der Doppelbrechung vorhersagen. Bei einachsigen Kristallen in Suspension kann man aus diesen Messungen das optische, elektrische und magnetische Ellipsoid des Kristalls finden. Die Geschwindigkeit, mit der der Höchstwert der Doppelbrechung erreicht wird, hängt von der Differenz der dielektrischen oder magnetischen Konstanten der einachsigen Partikel ab. Feine Metallteilchen in Suspension zeigen elektrische und magneto-optische Aktivität. Für diese Suspensionen ist die Doppelbrechung negativ. Außer Salmiak zeigen die im rauchförmigen Zustand untersuchten Stoffe ebenfalls eine elektrooptische Aktivität. Die Flüssigkeiten mit kristallinen Suspensionen depolarisieren das Licht. Diese Depolarisation vermag über den Zustand kolloidaler Eisenpartikel Auskunft zu geben, ebenso über die Orientierung der kristallinen Partikel im elektrischen oder magnetischen Feld. Die beobachtete Drehung der Polarisations-ebene und der Dichroismus scheinen dadurch hervorgerufen zu sein, daß sich die Partikel im elektrischen oder magnetischen Feld aneinanderreihen. A. WENZEL.

Otto Oldenberg. Über die Einwirkung des Magnetfeldes und des elektrischen Feldes auf die ultraviolette Jodfluoreszenz. ZS. f. Phys. **27**, 189—194, 1924, Nr. 3. 1. Magnetfeld. Entsprechend Steubings Beobachtung an der sichtbaren Jodfluoreszenz wird auch an der ultravioletten Jodfluoreszenz, angeregt z. B. durch Al 1854/62, durch ein starkes Magnetfeld die Intensität nach langen Wellen verlagert; jedoch wird keine wesentliche Verringerung der Gesamtintensität beobachtet. Die Fluoreszenzspektren, die beim Zusatz fremder Gase zum Joddampf neu herauskommen, werden nicht vom Magnetfeld beeinflusst. 2. Elektrisches Feld. Durch das elektrische Feld wird die ultraviolette Jodfluoreszenz nicht beeinflusst. Insbesondere ist dies unter verschiedenen Bedingungen für das Band unterhalb 3460 festgestellt, das im fluoreszierenden Joddampf durch Fremddruck herausgebracht wird. Diese Beobachtung macht eine Abänderung der in einer vorhergehenden Arbeit ausgesprochenen Vermutung über den Elementarvorgang erforderlich. Für den Fluoreszenzvorgang bei Gaszusatz wird angenommen, daß die durch Absorption hoch angeregten Jodmoleküle beim Zusammenstoß einen sonst „verbotenen“ Quantenübergang erleiden und dadurch zur Ausstrahlung desselben Bandes bei 3460 veranlaßt werden können, das im thermisch dissoziierten, elektrisch durchströmten Joddampf einer Stufe des Ionenvereinigungsvorgangs zugeschrieben wird. OLDENBERG.

E. H. Havelock. Magnetic Rotary Dispersion in Gases. Phil. Mag. (6) **45**, 560—576, 1923, Nr. 267, März. Der Verf. untersucht, wie weit der theoretisch erwartete Zusammenhang zwischen der gewöhnlichen Dispersion und der Dispersion der Magnetorotation bei gewöhnlichen Gasen (H_2 , N_2 , O_2) experimentell bestätigt wird. Hier sind die Messungen weit weg von den Absorptionsstreifen, die Rotation also klein. Zuerst wird eine eingliedrige Dispersionsformel untersucht; bei ihr läßt sich die Magnetorotation als Einfluß des Zeemaneffektes auf die Dispersion darstellen. Hat man $n^2 - 1 = \frac{Ne^2}{\pi m} \frac{1}{\nu_0^2 - \nu^2}$, so folgt daraus für die „Verdetsche Konstante“ V
$$V^2 \lambda^2 = \frac{e \lambda^3}{2 c^2 m} \frac{dn}{d\lambda} = \frac{Ne^3}{2 \pi m^2} \frac{1}{(\nu_0^2 - \nu^2)^2}$$
; im sichtbaren Gebiet lassen sich n und V bei H_2 durch dasselbe ν_0 und N darstellen (es ergibt sich für die „Elektronenzahl“ $1/2$), bei N_2 ist die Übereinstimmung schlechter, was aber auf die Messungen geschoben wird, für O_2 nimmt $V^2 \lambda^2$ mit steigendem ν ab statt zu. Es werden dann im folgenden die Formeln für anisotrope Moleküle (bei gleichmäßiger Verteilung der Achsenrichtung) abgeleitet (ν_{01} , ν_{02} , ν_{03}) und auf axialsymmetrische ($\nu_{02} = \nu_{03}$) spezialisiert. Der

Vergleich mit Dispersionsformeln, die der Autor früher für H_2 zwischen $\lambda = 5462$ und 1854 abgeleitet hat, ergibt bei der Magnetorotation falsche Resultate, ebenso eine von Lundblad gegebene. Endlich werden die Formeln mit denen von Sommerfeld und Pauer für O_2 verglichen, die auf Grund des alten Bohrschen Ringmodells abgeleitet waren.

HERZFELD.

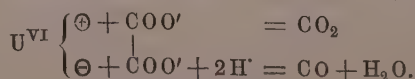
O. v. Baeyer und W. Kutzner. Versuche mit der Glimmlampe als Zählkammer. ZS. f. Phys. **21**, 46—49, 1924, Nr. 1. Die Verf. konnten zeigen, daß eine sogenannte Mikrophonglimmlampe von der Julius Pintsch A.-G. beim Anlegen einer geeigneten Gleichspannung von 150 bis 200 Volt unter Vorschalten eines hohen Widerstandes von 1 bis 10 Megohm beim Eintritt einer ionisierenden Strahlung zündet. Wenn dabei parallel zur Lampe oder zum Widerstand ein kleiner Kondensator gelegt wird, so löscht die Lampe sofort wieder aus. In dieser Schaltung ist die Anordnung geeignet, z. B. den Eintritt von β - oder γ -Strahlen in die Lampe anzuzeigen, ähnlich wie eine Geigersche Zählkammer. Auch auf Lichtstrahlen bis zu einer Wellenlänge von etwa $380 m\mu$ spricht die Lampe an, was eine lichtelektrische Empfindlichkeit von bisher unbekannter Größe darstellt. Für Licht ließ sich auch die Proportionalität der Zahl der Zündungen mit der Lichtintensität erweisen.

BEHNKEN.

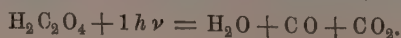
Paul F. Büchi. Die Quantenempfindlichkeit der Uranyloxalatphotolyse. ZS. f. phys. Chem. **111**, 269—314, 1924, Nr. 3/4. In den aus Uransalzen und Oxalsäure zusammengesetzten Systemen besteht der photochemische Vorgang in einem Zerfall des undissoziierten Uranyloxalats $[UO_2C_2O_4]$ bzw. des Ions $[UO_2(C_2O_4)_2]^{2-}$. Ist die Oxalsäure gegenüber dem Uransalz in überäquimolarer Menge vorhanden, so ist die Zersetzungsgeschwindigkeit von der Oxalsäurekonzentration unabhängig und zeitlich konstant. Ist ihre Menge unteräquimolar, so geht die Lichtempfindlichkeit ungefähr der Oxalsäurekonzentration proportional. Der Uranyloxalsäurekomplex hat eine relativ große Beständigkeit, und damit erklärt sich die quantitative Gleichheit der Zersetzungsgeschwindigkeit der mit Oxalsäure versetzten Systeme von Uranylsulfat, -nitrat oder -oxalat. Ferner erklärt sich damit die Unabhängigkeit der Photolyse von Zusätzen wie Sauerstoff, Salzsäure, Schwefelsäure und Kohlensäure, da diese den Komplex nicht zerstören. Die Azidität der Lösung bestimmt das Ausmaß der Bildung von Ameisensäure und Uranosalz. Der Bruttovorgang, die Zersetzung der Oxalsäure in wässriger Lösung, ist ein affinitätsgemäß freiwilliger. — Auf ein absorbiertes Lichtquantum wird ein Molekül Oxalsäure zersetzt. Bei der Uranylfornmatzersetzung in schwefelsaurer Lösung werden im Anfangsstadium auf ein absorbiertes Quantum etwa 0,7 Moleküle Uranosalz gebildet, bzw. ebenso viele Moleküle Ameisensäure umgesetzt.

KAUFFMANN.

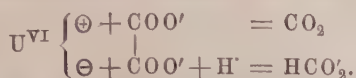
Emil Baur. Der Chemismus der Photolyse von Uranyloxalat. ZS. f. phys. Chem. **111**, 315—318, 1924, Nr. 3/4. Anschließend an vorstehend referierte Arbeit betont der Verf., daß er diese Photolyse im Jahre 1917 als hälftige Oxydation und hälftige Reduktion der Oxalsäure beschrieb, und daß mit der jetzt geschaffenen Sachlage diese Auffassung folgendermaßen kürzer formuliert werden kann:



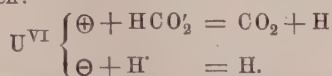
Wird die Zerlegung in Anoden- und Kathodenprozeß unterdrückt und das Symbol des Sensibilators (U^{VI}) weggelassen, so erhält die photochemische Umsatzgleichung die Gestalt:



Die Bildung von Ameisensäure bei Abnahme der Azidität der Lösung ist ausgedrückt durch:



Ist die Lösung neutral, liegt also reines Uranyloxyalat ($\text{UO}_2 \cdot \text{C}_2\text{O}_4$) vor, so tritt der Kathodenprozeß in den Hintergrund und an seine Stelle tritt die Reduktion des sechswertigen Urans. — Die Formiatphotolyse verläuft vermutlich ebenfalls einquantig und ist dann zu formulieren:



Die entstehenden beiden Wasserstoffatome verschwinden wieder, indem sie das sechswertige Uran reduzieren.

KAUFFMANN.

J. Livingston R. Morgan, Olive M. Lammert and Ray H. Crist. Photochemical Reactions in Solutions of the Alkali Halides in Acetophenone. Journ. Amer. Chem. Soc. **46**, 1170—1178, 1924, Nr. 5. Reines Acetophenon wird von Licht zersetzt. Die Reaktion von Natriumjodid auf Acetophenon ist kein einfacher umkehrbarer photochemischer Vorgang. Die Menge des in einer solchen Lösung in Freiheit gesetzten Jods ist von der Konzentration des anwesenden Natriumjodids unabhängig und hängt nur von der Zeit und der Intensität des Lichtes und von der Menge zersetzten Acetophenons ab. Die Gegenwart von Wasser beschleunigt die Bildung und vermehrt die Menge des flockigen weißen Niederschlags, den Licht in Acetophenon-Jodnatriumlösungen hervorruft. Zur Erklärung kann angenommen werden, daß sich aus dem Acetophenon durch das Licht eine saure Substanz, etwa Benzoesäure bildet, welche sich dann in einer thermischen Reaktion mit dem Jodnatrium zu Jodwasserstoffsäure und einem Niederschlag von Natriumbenzoat umsetzt, wobei sich der Jodwasserstoff im Licht weiter zu freiem Jod und Wasser oxydiert.

KAUFFMANN.

W. W. Coblentz. Corrosion of polished metal surfaces by ultra violet radiation. Science (N. S.) **60**, 64, 1924, Nr. 1542. Gemeinsam mit C. W. Hughes hat Verf. bei Untersuchungen über das ultraviolette Reflexionsvermögen von Metallen und Sulfiden beobachtet, daß Teile der Oberfläche, welche dem ultravioletten Licht ausgesetzt waren, matt wurden, während nicht exponierte Teile glänzend blieben. Die Korrosion ist beim Anhauchen der Oberfläche am besten wahrnehmbar. Sie erniedrigt das Reflexionsvermögen im Spektralbereich von Wellenlängen kleiner als 350μ merklich.

KAUFFMANN.

René Wurmser. Le rendement énergétique de l'assimilation chlorophyllienne. Journ. chim. phys. **21**, 80—81, 1924, Nr. 1. Der Verf. definiert als energetische Ausbeute bei der Assimilation durch Chlorophyll den Ausdruck:

$\frac{U-u}{E}$. Er versteht unter E die in einer gewissen Zeit von einer Pflanze absorbierte Lichtenergie, unter U die infolge Bildung von Kohlenhydraten in dieser Zeit realisierte Zunahme der inneren Energie, ferner unter u die den respiratorischen Verbrennungen entsprechende Energieabnahme. Bei Versuchen mit einer marinen Alge, *Ulva lactuca*, wurde E mit einer Thermosäule gemessen, U aus der Menge entwickelten Sauerstoffs berechnet und u aus Beobachtungen im Dunkeln abgeleitet. Die Ausbeute betrug im grünen Licht (480 bis 590 $m\mu$) 80 Proz. und im roten 60 Proz. Der Verf. hält die Bestimmungen Warburgs nicht für bindend, da die absorbierte Energie nicht direkt gemessen wurde.

KAUFFMANN

Fritz Weigert. Zur Geschichte der Assimilation der Kohlensäure. ZS.f. phys. Chem. **109**, 79—80, 1924, Nr. 1/2. Die Bemerkung von Warburg und Negelein, daß vor ihren Arbeiten Messungen des photochemischen Ausnutzungsfaktors niemals ausgeführt seien, ist damit zurückzuweisen, daß schon Brown und Escombe (Proc. Roy. Soc. **76**, 94, 1905) ihre thermoelektrischen Messungen vollkommen korrekt durchgeführt haben. KAUFFMANN.

H. Austin Taylor and W. C. M. Lewis. Studies in chemical reactivity. II. The anthracene \rightleftharpoons dianthracene reactions photochemical and thermal. Journ. Amer. Chem. Soc. **46**, 1606—1614, 1924, Nr. 7. Die Photopolymerisation des Anthracens vollzieht sich im Licht der blauvioletten Region des Spektrums, und entsprechend hiermit zeigt die untersuchte Phenetollösung des Anthracens zwei Absorptionsbanden bei 445 und 475 m μ . Die Fluoreszenz des Anthracen-Dianthracen-Systems rührt von den Anthracenmolekülen her und beruht auf der Rückkehr aktivierter Moleküle in den normalen Zustand. Die Absorption von in Phenetol gelösten Anthracen zeigt in dem von 0,8 bis 3,8 μ untersuchten Bereich nur eine einzige Bande, die bei 1,8 μ liegt. Aus diesen spektroskopischen Daten ist zu schließen, daß bei der Bildung eines Moleküls Dianthracen durch das blaue Licht je nur ein Molekül Anthracen aktiviert wird, welches sich dann mit einem unaktivierten vereint. Die zur Depolymerisation des Dianthracens erforderliche Aktivierungsenergie berechnet sich zu rund 40 000 cal pro Mol, woraus folgt, daß Dianthracen ungefähr bei 707 m μ absorbieren sollte. Obwohl nach den angewandten Methoden eine tatsächliche Absorption bei 707 m μ bis jetzt nicht beobachtet werden können, so war es doch möglich, durch Bestrahlen mit Licht von der Wellenlänge 707 m μ eine Photodepolymerisation des Dianthracens herbeizuführen. Die zum Vergleich herangezogenen Wellenlängen 800 und 600 m μ riefen viel kleinere Effekte hervor. Dianthracen zeigt im Ultraviolett keine anderen Banden als das Anthracen; es absorbiert aber auch nicht in der Region 475 bis 445 m μ und ebenfalls nicht im ultraroten Bereich von 0,8 bis 3,0 μ . Die verschiedenen aufgetretenen Beziehungen sind mit einer Quantenbehandlung der thermisch-chemischen Veränderung in Übereinstimmung. KAUFFMANN.

K. C. Sen and N. R. Dhar. Das Verhalten von Silberchromat in Gelatine und eine neue Erklärung für Liesegang-Ringe. Kolloid-ZS. **34**, 270—279, 1924, Nr. 5. Aus verschiedenen experimentellen Feststellungen wird eine einfache Erklärung für die Bildung von Liesegang-Ringen gegeben. — 1. Einzelne Schichten von Silberchromat können dadurch erhalten werden, daß man Silbernitrat zu einem Gel mit peptisiertem Silberchromat geringer Konzentration fügt. 2. In gelben Silberchromatsolen in Gelatine ist Chromat immer im Überschuß vorhanden. 3. Silberchromat diffundiert in Gelatine nicht wie ein Kristalloid, sondern wie ein typisches Kolloid, also mit ganz geringer Diffusionsgeschwindigkeit. 4. Mit höherer Konzentration des diffundierenden Silbernitrats wächst die Anzahl der Ringe. 5. Kaliumchromat kann peptisiertes Silberchromat nicht flocken (5a), wenn nicht Silbernitrat im Überschuß vorhanden ist. 6. Frisch gefälltes Silberchromat, Bleichromat, Eisenhydroxyd, Bleijodid, Silbersulfid, Kupfersulfid, Quecksilbersulfid usw. können ihre peptisierten Sole in hohem Maße adsorbieren. — Mit diesen Tatsachen wird die Entstehung von Ringen bei Übersichten von Gelatine mit gelöstem Chromat mit Silbernitrat (vgl. 1.) folgendermaßen erklärt: Das Silbernitrat kommt beim Eindiffundieren in die Chromatgelatine (Chromat in geringer Konzentration!) zunächst im Überschuß mit dem Chromat zusammen und bildet einen Niederschlag von Silberchromat (vgl. 5a). Dieser Niederschlag diffundiert kaum merklich weiter in die Gelatine (vgl. 3.). Dicht

unter dem Niederschlag ist die Konzentration des nachdiffundierenden Silbernitrats geringer und es wird das entstehende Silberchromat peptisiert (vgl. 5.). Dieses peptisierte Sol steht nun unter dem Einfluß zweier Kräfte: Erstens machen das nachdiffundierende Silbernitrat und das gebildete Kaliumnitrat als starke Elektrolyte das Sol instabil, zweitens wird der Silberchromatniederschlag über dem peptisierten Sol versucht, das peptisierte Sol zu adsorbieren (vgl. 6.). Beide Einflüsse wirken in derselben Richtung: sie führen die Ausflockung des peptisierten Sols herbei, und zwar auf dem überstehenden Chromatniederschlag. Die Schicht unter dem Chromatniederschlag wird also frei von unlöslichen Bestandteilen. Indessen wird das die Gelatine überschichtende Silbernitrat immer weiter diffundieren, und die gleichen Vorgänge, wie eben beschrieben, werden sich wiederholen, sobald das Silbernitrat durch die Schicht von Chromat freie Schicht unter dem zuerst gebildeten Silberchromatniederschlag bzw. -ring diffundiert ist, und wieder Stellen in der Gelatine erreicht, die Chromat enthalten. — Diese Betrachtungsweise erklärt einfach die Bildung klarer Zwischenzonen, wie sie die Theorien von Wilhelm Ostwald und Bradford nicht geben können.

MEIDINGER.

C. A. Schleussner. Diffusionsvorgänge in Gelatine. II. Beiträge zur Kenntnis des Liesegangschen Phänomens. Kolloid-ZS. **34**, 338—341, 1924, Nr. 6. Die Anordnung (Abstand und Bildungszeit) Liesegangscher Ringe wird quantitativ untersucht und gedeutet: Für den Abstand zweier Ringe wird gefunden, daß der Quotient des Abstands zweier aufeinanderfolgender Ringe eine Konstante ist.

$\frac{x_n}{x_{n-1}} = k$, wenn x_n der Abstand eines Ringes mit der Ordnungszahl n ist. Messungen in Röhren mit Silberchromat.) Damit läßt sich die Ordnungszahl der ersten Ringe, deren experimentelle Bestimmung Schwierigkeiten macht, leicht berechnen.

$(n = \lg \frac{x_n}{k})$ Da die Bildungszeit mit dem Abstand durch das Ficksche

Gesetz verbunden ist, läßt sich durch Kombination der ersten Beziehung mit dem Fickschen Gesetz (nach Bestimmung der Diffusionskonstante des Fickschen Gesetzes) die Abstandskonstante berechnen. $(k = \frac{\lg k_2 t}{2n}$, wenn k_2 die Diffusionskonstante

ist.) Die Gültigkeit dieser zunächst für die Hauptstruktur der Ringe gültigen Gesetzmäßigkeiten wird auf die Substruktur übertragen und durch das Experiment bestätigt. Messungen an Platten und Kapillaren mit Silbernitrat-Kochsalz.) Die Abstandskonstante ist charakteristisch für die betreffende Ringbildung. Sie ist unabhängig von der Konzentration des vorhandenen Salzes. Sie wächst mit abnehmender Konzentration des Silbernitrats.

MEIDINGER.

M. Berek. Betrachtungen zur Darstellung des Abbildungsvorganges im Mikroskop und zur Frage des Auflösungsvermögens im Hellfeld und Dunkelfeld. ZS. f. wiss. Mikrosk. **41**, 1—15, 1924, Nr. 1. Es werden die Formeln für das mikroskopische Auflösungsvermögen in der Foucault-Helmholtzschen, sowie Abbeschen Darstellung angegeben. Während in der Foucault-Helmholtzschen Betrachtungsweise das Auflösungsvermögen im Hell- und Dunkelfeld gleich groß ist, läßt sich die Abbesche Darstellungsweise für das Hellfeld nicht ohne weiteres auf das Dunkelfeld übertragen, sondern bedarf einer Modifikation, die von H. Siedentopf zuerst durchgeführt worden ist. Der Inhalt dieser Siedentopfschen Untersuchungen wird kurz wiedergegeben. Aus den vom Verf. angestellten Betrachtungen folgt, daß die Abbesche Unterscheidung von Selbstleuchten und Nichtselbstleuchten

für die Darstellung des Abbildungsvorganges unzweckmäßig ist, da Nichtselbstleuchter in vielen Fällen wie Selbstleuchter abgebildet werden; ferner folgt, daß die mikroskopische Abbildung von Nichtselbstleuchtern in sehr vielen Fällen nicht durch das Abbessche Schema, sondern durch das Foucault-Helmholtzsche erfaßt wird. Andererseits ist es ebenso unzulässig, die Foucault-Helmholtzsche Betrachtungsweise als die allgemeinere hinzustellen, da sie bei der Abbildung feiner periodischer Strukturen, wenn schmale Beleuchtungskegel angewandt werden, versagt. Hieraus ergibt sich, daß sich die Frage nach der Auflösungsgrenze im Mikroskop gar nicht allgemein beantworten läßt. Es bedarf eben jeweils der Entscheidung, in welchem Maße das eine oder andere Schema zur Darstellung herangezogen werden muß, wodurch es verständlich wird, daß es in dem einen oder anderen Falle genügt, das eine Schema allein zu betrachten. Was speziell das Dunkelfeldbild anbelangt, so ist, wenn von dem praktisch weniger bedeutungsvollen Fall feiner periodischer Strukturen abgesehen wird, weniger eine Verminderung des Auflösungsvermögens das in die Augen fallende, als vielmehr ist der Umstand gegenüber dem Hellfeld charakteristisch, daß die Bedingung der Objektähnlichkeit für das Dunkelfeld nicht erfüllt ist. Am Schluß der Arbeit finden sich noch einige Bemerkungen über den Einfluß des Korrektionszustandes des abbildenden Systems auf den Abbildungsinhalt und über die Diffusionsgrenze im Mikroskop.

K. FRICKE.

Frank Benford. Studies in the Projection of Light. Part IV. Characteristic of a parabolic mirror and spherical source of light. Gen. Electr. Rev. 26, 280—290, 1923, Nr. 5. Part V. Methods of computing floodlighting. Ebenda S. 575—582, Nr. 8. Für den Bündelquerschnitt wird vereinbarungsgemäß die Strecke zwischen zwei Punkten eines möglichst horizontal gelegenen Durchmessers gewählt, deren Intensität 10 Proz. von derjenigen des Maximums ist. Bei dieser Definition ist die Fokussierung der Lichtquelle genau zu beachten, ebenso die Meßweite, da bei geringer Entfernung vom Spiegel die Randstrahlen, in größerer diejenigen von irgendwelchen mittleren Teilen die Begrenzung bilden. Aus der Schnittentfernung L_e zweier von benachbarten Zonen ausgehenden Strahlen, die als Funktion der Brennweite F und der Strahlenneigung α gegen die Achse vor der Reflexion in der Form

$$L_e = \frac{F^2}{r \sin \frac{\alpha}{2} \cos^3 \frac{\alpha}{2}}$$

sich ergibt (r = Radius der kugelförmig gedachten Lichtquelle),

folgt die Halbweite des Bündels und der „lineare Exzeß“, der die Differenz des Bündelquerschnitts infolge der seitlichen und der Tiefenausdehnung der Lichtquelle darstellt. Unter Benutzung des Exzesses kann eine Reduktion des beobachteten Bündelquerschnitts vorgenommen werden. Weiter wird der Einfluß der Bewegung der Lichtquelle auf die Intensitätsverteilung untersucht. — Zwecks graphischer Ermittlung der Kennzahlen des Scheinwerferbündels wird die Vorstellung benutzt, daß das Bild der Lichtquelle aus einer Anzahl sich überlagernder Bilder verschiedener Größe besteht. Das Gesamtbild kann dann durch Aufteilung des Spiegels in eine Anzahl konzentrischer Zonen erhalten werden, die dann summiert werden müssen. Die

Gleichung für die Fläche einer Zone ist $A = 2\pi l^2 \left(tg^2 \frac{n}{2} - tg^2 \frac{m}{2} \right)$, wo n den äußeren und m den inneren Winkel der Zone bezeichnet. Das Bild ist bestimmt durch den Radius r und die Entfernung p der Lichtquelle von dem Brennpunkt. Für den Mittelwert $\alpha = \frac{n+m}{2}$ wird dann die Winkelgröße des Bildes $tg b = r \cos^2 \frac{\alpha}{2} / F$. Die Intensität wird proportional dem Zonenquerschnitt gesetzt. Die Gesamtheit der Einzelbilder

ibt dann die Intensitätsverteilung in großen Entfernungen. Eine Festsetzung einer Grenzentfernung ist daher nötig. — Teil V befaßt sich mit der Beleuchtung von Gebäuden oder Gebäudeteilen. Für die Lösung bestimmter Aufgaben ist die rein arithmetische Methode leicht irreführend. Daher wird eine für größere beleuchtete Gegenstände besonders geeignete Methode angegeben. Der zu beleuchtende Flächencomplex wird auf eine Kugel projiziert, deren Mittelpunkt die Beleuchtungsstation selbst ist. Die Netzlinien geben dann ohne weiteres die von den einzelnen Scheinverfern beleuchteten Flächenteile.

H. R. SCHULZ.

Wilder D. Bancroft and R. P. Allen. Metallic Luster. I. Journ. phys. chem. **8**, 588—610, 1924, Nr. 6. Die Arbeit bedeutet im wesentlichen eine Kritik der Kirschmannschen Veröffentlichung (Arch. f. d. gesamt. Psychologie **41**, 90, 1921). Die Grundannahme, daß Metallglanz auf der Parallaxe des indirekten Sehens beruht, ist nicht stichhaltig. Die Anlehnung an Wundtsche Anschauungen ist unverkennbar, doch sind auch in den Wundtschen Arbeiten Lücken nachweisbar, wie zum Beispiel die Unterscheidung von Glasglanz und Metallglanz.

H. R. SCHULZ.

7. Wärme.

Erwin Lohr. Das Entropieprinzip der Kontinuitätstheorie. Festschrift der Deutschen Technischen Hochschule in Brünn 1924, S. 176—187. Die Abhandlung gibt im wesentlichen eine kurze und übersichtliche Zusammenfassung der prinzipiellen Untersuchungen vorausgegangener Arbeiten des Verf. (siehe speziell „Zur Differentialform des Entropieprinzips“, Wiener Denkschr. 1923; diese Ber. **4**, 961, 1923), soweit sie, unabhängig von der Jaumannschen Kontinuitätstheorie, allgemeines, systematisches Interesse besitzen. Den physikalischen Ausgangspunkt bildet der Satz von der Unmöglichkeit des „Clausius'schen Prozesses“, welche durch die Form der Differentialgesetze bedingt sein muß. Er führt zur Definition der Entropie und zu der Forderung, daß die Differentialform des Entropiesatzes deduktiv aus der Gesamtheit der Differentialgesetze ebenso folge, wie die Differentialform des Energiesatzes. — Für die grundlegenden Untersuchungen spielt der Energiefluß und der Entropiefluß eine entscheidende Rolle, während die Begriffe der Wärmemenge, der Arbeit, sowie die Verwendung von Kreisprozessen vermieden werden können. Freie Energie, thermodynamische Temperaturdefinition, Nernstscher Wärmesatz werden im systematischen Zusammenhange kurz besprochen, schließlich wird an einem besonders einfachen System von Differentialgesetzen die Anwendung der entwickelten Systematik im konkreten Falle veranschaulicht.

E. LOHR.

H. C. Urey. The distribution of electrons in the various orbits of the hydrogen atom. Astrophys. Journ. **59**, 1—10, 1924, Nr. 1. [S. 1533.] HERZFELD.

E. H. Riesenfeld. Über die Bildung von Ozon und Wasserstoffsuperoxyd in der Knallgasflamme. ZS. f. phys. Chem. **110**, 801—807, 1924. Die Bildung von Ozon und Wasserstoffsuperoxyd wird in der Knallgasflamme um so stärker, je kleiner man unter sonst gleichen Umständen die Flamme macht. Bei Benutzung einer Mikroflamme, die aus einer Quarzkapillaren von 0,2 bis 0,4 mm Durchmesser brennt, kann man daher die Ausbeute weit über das bisher bekannte Maß hinaus steigern. Man erhält auf diese Weise Ozonkonzentrationen, die viele hundertmal über den nach

dem Nernstschen Wärmesatz berechneten und den durch Explosionsversuche experimentell bestätigten Gleichgewichtskonzentrationen liegen. Zur Erklärung dieser Übergleichgewichtskonzentrationen muß man annehmen, daß der hierzu erforderliche Energiebetrag aus der Strömungsenergie der Gase genommen wird. RIESENFELD.

Ernst Cohen, W. D. Helderman und A. L. Th. Moesveld. Die wahre spezifische Wärme von Salzlösungen. (Cadmiumjodid, Ammoniumnitrat und Zinksulfat.) ZS. f. phys. Chem. **112**, 135—140, 1924, Nr. 1/2. Die Messungen wurden mit dem bereits früher von Cohen und Moesveld konstruierten und beschriebenen adiabatischen, elektrischen Kalorimeter ausgeführt und ergaben folgende Resultate der spezifischen Wärmen c der Lösungen von p g Salz in 100 g Lösung: Lösungen von

Cadmiumjodid 19 ⁰		Ammoniumnitrat 32,3 ⁰		Zinksulfat 19 ⁰	
p	c	p	c	p	c
44,30	0,5877	69,46	0,5935	34,21	0,6688
35,41	0,6697	61,31	0,6297	25,66	0,7354
28,21	0,7378	50,03	0,6847	17,14	0,8113
17,41	0,8410	40,06	0,7379	8,60	0,8989
8,43	0,9250	30,03	0,7931	4,30	0,9474
		19,22	0,8620	2,15	0,9724
		10,03	0,9254		SHEEL.

Max Jakob. Prüfung und Bewertung von Isolierflaschen (Wärmeschutzflaschen). Gesundheits-Ing. **47**, 321—323, 1924, Nr. 30. Isolierflaschen werden in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt auf ihre Güte so geprüft, daß man sie mit heißem Wasser füllt und die Temperaturabnahme bestimmt. Aus zwei Temperaturmessungen, am besten unmittelbar nach dem Einfüllen und 24 Stunden später, kann man eine Zeitkonstante ermitteln, aus der man die Temperatur für eine beliebige Zeit auf einige Grade genau berechnen kann. Anschauliche und praktische Merkmale für die Bewertung von Flaschen sind die Halbwertszeit, d. i. die Zeit, in der die Temperaturdifferenz zwischen innen und außen auf die Hälfte sinkt (17 bis 23 Stunden bei mittelguten $\frac{1}{2}$ Liter-Flaschen), und der spezifische Temperaturabfall, d. i. der Prozentsatz, um den die Temperaturdifferenz in 24 Stunden abnimmt (63 bis 51 Proz. bei mittelguten $\frac{1}{2}$ Liter-Flaschen). Die Bewertung eines Gefäßes nach der Schmelzdauer einer Füllung mit Eis ist weniger praktisch. Auch einige Messungen von Isolierflaschen auf Widerstandsfähigkeit gegen Stöße werden mitgeteilt. MAX JAKOB.

Leighton B. Smith and Robert S. Taylor. The equation of state for pure nitrogen, gas phase. Journ. Amer. Chem. Soc. **45**, 2107—2124, 1923, Nr. 9. Mittels der Arbeitsmethode und Apparate, die von Keyes angegeben sind und in der vorliegenden Untersuchung noch einige Vervollkommnungen erfahren haben, wurde durch Messungen von Druck und Temperatur bei konstanten Volumina die Zustandsgleichung für reinen Stickstoff bestimmt mit den experimentellen Grenzen 0 bis 200⁰ und 30 bis 330 Atm. Außerordentliche Sorgfalt wurde auf die Reinigung des aus Ammoniumsulfat und Kaliumnitrit hergestellten Stickstoffs verwandt, und es wurde versucht, die Abweichung der Resultate von denen von Holborn und Otto auf die Unterschiede im Reinheitsgrad zurückzuführen. Als Zustandsgleichung wurde abgeleitet:

$$p_{\text{atm}} = \frac{2,928\,55\,T}{v - \delta} - \frac{1623,63}{(v + 0,2954)^2}, \text{ worin } \delta = 0,186\,83 - \frac{0,3113}{v}.$$

Das Gewicht von 1 Liter Stickstoff bei normalen Bedingungen ergibt sich aus der Gleichung zu 1,2509 in guter Übereinstimmung mit dem allgemein angenommenen Wert 1,2507. Als Kompressibilitätskoeffizient fanden Verf. bei 0° den Wert

$$0,00061 \left[= \frac{1}{pv} \left(\frac{\partial(pv)}{\partial p} \right)_T \right].$$

VALENTINER.

S. F. Pickering. A review of the critical constants of various gases. Journ. phys. chem. **28**, 97—124, 1924, Nr. 2. Der Verf. gibt hier eine kritische Sichtung des vorliegenden Beobachtungsmaterials über die kritischen Daten einiger Gase, um deren wahrscheinlichste Werte festzustellen. Zu bevorzugen sind nach seiner Ansicht die neueren Resultate, da sie im allgemeinen mit vollkommeneren Apparaten und an Substanzen größerer Reinheit gewonnen wurden. Außerdem verdienen gewisse Methoden vor anderen den Vorzug und die Messungen in Laboratorien, die besonders zu dem Zweck geschaffen wurden und durch ihre exakten Arbeitsmethoden bekannt geworden sind (z. B. das von Onnes, das von Cardoso u. a.), das größte Vertrauen. Die wahrscheinlichsten Daten der hier behandelten Gase sind nach Ansicht des Verf. die unten angegebenen. (Die weniger sicheren Werte sind mit Fragezeichen versehen.) Als absoluter Nullpunkt ist — 273,1 angenommen.

Kritische Konstanten der Gase.

Gas	Temp. abs. °C	Druck Atm.	Dichte g/ccm	Gas	Temp. abs. °C	Druck Atm.	Dichte g/ccm
Acetylen	309 ?	61,6	0,231	Krypton	210,6?	54,3	—
Äthan	305,2	48,8	0,21	Luft	132,4	37,2	0,31
Äthylchlorid . . .	456 ?	54 ?	—	Methan	190,6	45,7	0,162
Äthylen	282,6	50,7	—	Methylchlorid . .	416,2	65,9	0,37
Allylen	401	—	—	Neon	44,7	26,9	—
Ammoniak	405,5	112	0,236	Ozon	268 ?	92,3?	—
Argon	150,7	48,0	0,52	Phosgen	456 ± 0,5?	—	—
Bromwasserstoff .	363,5?	—	—	Propan	368,7	45	—
Butan-i	406,8?	36,5?	—	Propylen	364,5?	45,3?	—
Butan-n	426,3?	35,7?	—	Sauerstoff	154,3	49,7	0,430
Chlor	417	76	0,573	Schwefeldioxyd .	430,3	77,7	0,52?
Chlorwasserstoff .	324,5	83	—	Schwefelwasserstoff	373,5	89	—
Cyan	401,4	59,7	—	Stickoxyd	180 ?	71 ?	—
Helium	5,20	2,26	0,066	Stickoxydul . . .	309,6	71,7	0,45?
Fluorwasserstoff .	423,9?	—	—	Stickstoff	126,0	33,5	0,3110
Kohlendioxyd . .	304,1	72,9	0,460	Wasserstoff . . .	33,18	12,8	0,0310
Kohlenoxyd . . .	134,4	34,6	0,311	Xenon	289,7	58,2	1,155

VALENTINER.

Daniel Berthelot. Remarques sur une Note de M. Bochet relative à la loi des états correspondants. C. R. **178**, 1117, 1924, Nr. 14. Berthelot hatte in seiner früheren Veröffentlichung (C. R. **178**, 677, 1924) die Methoden aufgezählt, mit deren Hilfe man aus den Zustandsgleichungen die kritischen Größen bestimmen kann, die van der Waalsche, die man bei Gleichungen dritten Grades, und die Sarrau'sche, die man allgemein bei allen Formen von Gleichungen anwenden kann, ja sogar bei Isothermenkurven, deren Gleichungen man nicht kennt. Bochet hatte darauf (C. R. **178**, 992, 1924) bemerkt, daß beide Methoden „genau dasselbe“ ausdrücken.

Hiergegen wendet sich nun Berthelot in der kurzen Notiz, indem er meint, daß man zwei Methoden nicht verwechseln könne, von denen die eine nur ein Sonderfall der anderen sei.

OTTO.

H. A. Kuypers et H. Kamerlingh Onnes. Isothermes de substances diatomiques et de leurs mélanges binaires. XXII. Isothermes de l'oxygène à 0° et 20° C. Comm. Phys. Lab. Leiden, Nr. 165 a, S. 1—9, 1923. Da sich bei früheren Messungen von H. Kamerlingh Onnes und Hyndman einige Fehler eingeschlichen hatten, wurden neuerdings Messungen bei 0 und 20° bis 60 Atmosphären angestellt. Die Versuchsanordnung ist dieselbe wie bei den früheren Messungen. Die Ergebnisse lassen sich darstellen durch die Formel $p v_A = A_A + B_A d_A + C_A d_A^2$. Die Virialkoeffizienten dieser empirischen Zustandsgleichung lauten:

	A_A	B_A	C_A
0°	1,000 956	$-0,95803 \cdot 10^{-3}$	$2,0608 \cdot 10^{-6}$
20°	1,074 26	$-0,80379 \cdot 10^{-3}$	$2,0591 \cdot 10^{-6}$

OTTO.

H. Kamerlingh Onnes et F. M. Penning. Isothermes de substances diatomiques et de leurs mélanges binaires. XXIII. Isothermes de l'hydrogène entre -104°C et -244°C . Comm. Phys. Lab. Leiden, Nr. 165 b, S. 11—21, 1923.

F. M. Penning et H. Kamerlingh Onnes. Isothermes de substances monoatomiques et de leurs mélanges binaires. XXII. Isothermes de l'hélium entre -205°C et -258°C . Comm. Phys. Lab. Leiden, Nr. 165 c, S. 23—30, 1923.

F. M. Penning. Isothermes de substances diatomiques et de leurs mélanges binaires. XXIV. Isochores de l'air et de quelques autres gaz. Comm. Phys. Lab. Leiden, Nr. 166, S. 1—37, 1923. Die Frage, ob die Isochoren gerade oder gekrümmte Linien sind, ist für die Kenntnis der Zustandsgleichungen von großer Wichtigkeit. Im allgemeinen weichen die Isochoren der Gase und Flüssigkeiten wenig von geraden Linien ab. Nach der Regel von Sydney, Young und

Keesom ist ihre Krümmung so, daß $\frac{\partial^2 p}{\partial T^2} > 0$ ist bei Dichten, die oberhalb einer gewissen Grenze liegen, die fast die kritische Dichte ist, und $\frac{\partial^2 p}{\partial T^2} < 0$ bei Dichten,

die unterhalb dieser Grenze liegen. Vor wenigen Jahren vertrat nun P. Weiss (Journ. de phys. (5) 7, 129, 1917 und C. R. 167, 232 ff., 1918 den Gedanken, daß die Isochoren aus Geraden zusammengesetzt sein könnten, die sich in Angelpunkten treffen. Für die Luftisochoren, die er aus den Isothermenwerten von Witkowski berechnete, fand er den Knickpunkt bei -120° . Penning wählte für die Isothermenmessungen die Dichten 80, 90 und 100 in dem Bereich von -145 bis -70°C . Die Darstellung der Versuchsergebnisse beweist klar, daß die Isochoren schwach gekrümmte Linien sind. Auch wenn man die bei höheren Temperaturen (bis 200°) gemessenen Werte von Holborn und Schultze oder Amagat hinzunimmt, ergibt sich eine fortgesetzte Krümmung und nicht eine aus geraden Stücken zusammengesetzte Linie mit ein oder zwei Angelpunkten. Die Isothermen von Witkowski sind nicht genau genug, um mit ihrer Hilfe auf den Verlauf der Isochoren schließen zu können. Auch die Isochoren des Wasserstoffs, zu denen die Messungen von Onnes und Braak und die von Onnes und Penning benutzt wurden, ergeben unzweideutig eine fortgesetzte Krümmung bis 0° . Bei höheren Temperaturen ist der Verlauf ungewiß, da die vorhandenen Werte voneinander abweichen. Die Isochoren

des Heliums lassen sich aus der Zahl der Messungen von Penning und Onnes noch nicht endgültig angeben, da die wenigen Punkte kein Beweis für die Richtigkeit der einen oder anderen Annahme sind. Otto.

J. Palacios Martinez et H. Kamerlingh Onnes. Isothermes de substances monoatomiques et de leurs mélanges binaires. Idem substances diatomiques. XXI. Déterminations d'isothermes de l'hydrogène et de l'hélium à basse température, faites en vue d'examiner si la compressibilité de ces gaz est influencée par les quanta. Comm. Phys. Lab. Leiden, Nr. 164, S. 1—26, 1923. Theoretische Betrachtungen von Tetrode, Lenz, Sackur und Keesom hatten diese Autoren zu Resultaten geführt, daß, wenn sich der Einfluß der Quanten bemerkbar machen soll, die Zustandsgleichung eines vollkommen einatomigen Gases von der klassischen Theorie in dem Sinne abweichen müsse, daß das Produkt aus Druck und Volumen nicht mehr unabhängig ist vom Volumen, sondern noch ein Glied $v^{-2/3}$ enthält. Da Sackur (Chem. Ber. 47, 1318—1323, 1914) behauptet, die Theorie durch Versuchsergebnisse bestätigt zu haben, aber seine Messungen nicht mitgeteilt hat, suchen die Verf. die Theorie experimentell noch einmal zu prüfen. Sie benutzen für die Untersuchung Wasserstoff und Helium bei Dichten von 1 bis 10, wo für die p - v -Werte eine Genauigkeit von $1/10$ Prom. erreicht werden kann. Die Werte lassen sich durch lineare Gleichungen darstellen in der Form $p v_A = A + B d_A$. Die Abweichungen sind nicht systematisch und weichen um wenig mehr als $1/10$ Prom. vom Formelwert ab, fallen also ganz in die Grenze der Versuchsfehler. Formeln, die außerdem das Glied mit $d_A^{2/3}$ enthalten, erfüllen die Versuchsergebnisse ebensogut, aber es ist aus den Versuchen nicht zu folgern, daß das notwendig wäre, d. h. der Einfluß der Quanten auf die Form der Zustandsgleichung ist nicht erwiesen. Otto.

K. K. Järvinen. Die Zustandsgleichung und Kompressibilität des Quecksilbers. ZS. f. phys. Chem. 109, 275—286, 1924, Nr. 3/4. In einer früheren Arbeit über die Zustandsgleichung der Flüssigkeiten (ZS. f. phys. Chem. 97, 445, 1921) hatte der Verf. für einatomige Stoffe die Zustandsgleichung abgeleitet:

$$p = p_k - p_a = f \cdot \frac{R \cdot T}{v} - p_a = k \cdot \frac{v^{1/3}}{v^{1/3} - b^{1/3}} \cdot \frac{R \cdot T}{v} - \frac{a}{v^{2,5}},$$

worin das Stoßglied p_k den durch die Molekülstöße hervorgerufenen kinetischen Druck und das Attraktionsglied p_a den durch die Molekularattraktion verursachten, nach innen gerichteten Binnendruck bedeutet. Die Gleichung gestattet, alle Eigenschaften des flüssigen Quecksilbers zu berechnen, wenn b nach einer bestimmten Gleichung mit steigender Temperatur abnimmt. Nur für die Kompressibilität, die nach der Formel $\beta = -\frac{1}{v} \frac{dv}{dp}$ berechnet wird, wo nach Differentiation der obigen Gleichung

$$\frac{dp}{dv} = -k \cdot R \cdot T \cdot \frac{3v^{1/3} - 2b^{1/3}}{3v^{5/3}(v^{1/3} - b^{1/3})^2} + \frac{2,5a}{v^{3,5}}$$

erhalten, ergeben sich nicht dieselben Werte wie bei den experimentellen Untersuchungen Regnaults. Dieser hatte bei $0^\circ \beta = 3,74 \cdot 10^{-6}$ gefunden, während die Berechnungen des Verf. $1,336 \cdot 10^{-6}$ ergeben, einen Wert, der den von Örsted und Jamin gefundenen 1,5 bis 1,62 nahe kommt. De Metz, der bei seinen Messungen (Wied. Ann. 7, 706, 1892), die wie bei allen anderen Autoren mit dem Piezometer ausgeführt worden waren, den Wert 3,37 gefunden hatte, behauptete, daß Jamin nur die scheinbare Kompressibilität gemessen habe. Um die wahre Kompressibilität zu erhalten, müsse noch der Koeffizient der Kompression der Piezometerwand hinzugefügt

werden. Ohne Berücksichtigung dieser Korrektur würde er auch $1,5 \cdot 10^{-6}$ erhalten. Auf Grund von Versuchen, die zur besseren Demonstration mit einem Gummiballon in Piezometeranordnung ausgeführt worden waren, glaubt der Verf. bewiesen zu haben, daß die von Regnault wie von de Metz nach den Formeln von Lamé berechnete additive Korrektionsgröße fälschlich angebracht sei. Während alle Lehrbücher der Physik die Meinung vertreten, daß das innere Volumen des Piezometers bei gleichzeitigem inneren und äußeren Druck eine Verminderung erfährt, hält Järvinen diese Ansicht für falsch, indem er eine Volumenvergrößerung annimmt. Es sei noch bemerkt, daß die neuesten Messungen von Richards und Stull (1904) und Bridgman (1912) fast dieselben Werte ergeben, die Regnault, Amagat und de Metz früher fanden.

OTTO.

G. Lievens. Untersuchungen über die Erstarrungstemperatur der organischen Körper. VIII. Beitrag zum Studium des Schmelzpunktes der Ester, die ein C_6 -Radikal enthalten. Bull. Soc. Chim. Belg. **33**, 122—131, 1924. Ausgehend vom n-Butylalkohol wurden über das n-Butylbromid zwei Serien von Verbindungen dargestellt: 1. n-Amylalkohol und fünf seiner Ester, 2. n-Valeronitril, n-Valeriansäure und fünf ihrer Ester; ferner n-Butylpropionat und -butyrat. Von sämtlichen Verbindungen, sorgfältigst durch fraktionierte Destillation (Kolonne Crismer, Young u. a.) gereinigt, wurden die in der folgenden Tabelle zusammengestellten Konstanten bestimmt; die Ergebnisse werden ausführlich diskutiert.

Verbindung	Siedepunkt	$\frac{dt}{dp}$ für 10 mm	Erstar- rungs- punkt	d_4^0	d_4^{15}	Mittlerer Ausdehnungs- koeffiz.	$n_{H\alpha}^{15}$	n_D^{15}	$n_{H\beta}^{15}$
n-Amylformiat . .	132,10 \pm 0,02	0,36	-73,5	0,907 3	0,892 6	0,001 09	1,3988	1,4006	1,4058
n-Amylacetat . .	149,25 \pm 0,02	0,41	-70,8	0,896 2	0,881 0	0,001 14	1,4025	1,4044	1,4096
n-Amylpropionat .	168,65 \pm 0,05	0,40	-73,1	0,891 3	0,876 1	0,001 16	1,4076	1,4096	1,4146
n-Amylbutyrat . .	186,35 \pm 0,10	0,40	-73,2	0,886 4	0,871 3	0,001 14	1,4118	1,4139	1,4191
n-Amylvalerianat	207,40 \pm 0,15	0,41	-78,8	0,882 5	—	—	1,4161	1,4181	1,4233
n-Butylvalerianat	186,90 \pm 0,05	0,41	-92,8	0,885 2	0,870 0	0,001 16	1,4105	1,4126	1,4178
n-Propylvalerianat	166,15 \pm 0,08	0,40	-70,7	0,889 3	0,874 1	0,001 13	1,4066	1,4087	1,4139
Äthylvalerianat .	145,45 \pm 0,08	0,40	-91,2	0,893 0	0,877 9	0,001 14	1,4020	1,4044	1,4093
Methylvalerianat .	127,70 \pm 0,04	0,38	-91,0	0,909 6	0,894 7	0,001 11	1,3974	1,3993	1,4044
n-Butylpropionat	146,80 \pm 0,03	0,40	-89,55	0,897 2	0,881 8	0,001,16	1,4017	1,4038	1,4087
n-Butyl-n-butyrt	166,60 \pm 0,01	—	-91,5	0,886 1	0,871 2	0,001 11	1,4064	1,4087	1,4136
n-Valeriansäure .	186,00 \pm 0,03	0,51	-34,55	0,957 30	0,943 54	0,000 97	1,4078	1,4099	1,4152
n-Amylalkohol . .	137,95 \pm 0,02	0,37	-78,5	0,839 42	0,824 38	0,001 20	1,4084	1,4104	1,4156
n-Valeronitril . .	140,75 \pm 0,03	0,48	-96	0,816 46	0,803 61	0,001 06	1,3970	1,3990	1,4040
n-Butylbromid . .	101,60 \pm 0,01	0,51	-110	1,303 69	1,282,84	0,001 09	1,4394	1,4426	1,4486

* NITSCHKE.

Peter Kirchhoff. Methodisches zur Bestimmung der Dampfdruckkurven von festen und flüssigen Stoffen mit sehr niedrigen Dampfdrucken. 7 S. Auszug Dissertation Hamburg 1923. Nach Knudsen läßt sich der Dampfdruck eines Körpers aus der in der Zeiteinheit durch eine Röhre und ein enges Loch hindurchgeströmten Dampfmenge berechnen nach der Formel

$$p = \frac{G(w_1 + w_2) \sqrt{\frac{1}{\rho}}}{t}$$

von G die in der Zeit t und unter dem Dampfdruck p hindurchgeströmte Gewichtsmenge des Dampfes, $w_1 = \frac{\sqrt{2} \pi}{A}$ der Widerstand des Loches, A die Oberfläche des Loches, $w_2 = \frac{3}{4 \sqrt{2} \pi} \cdot \frac{L}{R_3}$ der Widerstand der Röhre, L die Länge und R der Radius der Röhre, q' das spezifische Gewicht des Dampfes bei der Temperatur der Röhrenwand, bezogen auf Sauerstoff bei 0° , bedeuten. Diese Formel hat indessen nur beschränkte Gültigkeit. Die Methode wurde insofern modifiziert, als nicht das Volumen der verdampften Substanz, sondern der durch die Verdampfung eingetretene Gewichtsverlust bestimmt wurde. Eine Kontrolle mit Quecksilber ergab Übereinstimmung. Für Benzophenon, zwischen 0 und 48°C bei Benutzung zweier verschiedener Einsätze ergab sich:

t	p (Einsatz I, $w_1 + w_2 = 204,69$)	p (Einsatz II, $w_1 + w_2 = 17,71$)
48	0,010 75 (flüssig)	0,010 50 (flüssig)
40	0,003 198	0,003 933
32	0,001 418	—
26	0,000 685 9	0,000 761 4
8	0,000 069 4	—
0	0,000 020 3	—

Die Differenz der Werte ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, daß bei dem kleinen Widerstande die Verdampfung zu schnell erfolgte und daher die Oberfläche der Substanz eine etwas niedrigere Temperatur hatte als das äußere Temperaturbad. — Nach Bestimmung der Temperaturdifferenzen der festen und flüssigen Phase wurde nach Volmer und Estermann festes Benzophenon durch Variieren der Temperaturen der äußeren und inneren Wand zwischen den Wänden eines hochevakuierten doppelwandigen Gefäßes hin und her destilliert. Die Temperaturmessung geschah mit Thermoelement. Es ergab sich in dem gemessenen Temperaturbereich eine fast lineare Abhängigkeit der Temperaturdifferenzen von den Temperaturen der festen Phase. Eine direkte Messung des Dampfdruckes von flüssigem Benzophenon nach der Strömungsmethode bei 40°C ergab $0,00519 \text{ mm Hg}$. Dieser Punkt liegt etwas oberhalb der aus den Temperaturdifferenzen für flüssiges Benzophenon gefundenen Dampfdruckkurve. Eine Berechnung des Verhältnisses $p_{\text{fest}} : p_{\text{flüssig}}$ zeigte nun, daß unter Voraussetzung der Richtigkeit des direkt bei 40°C gemessenen Wertes von $p_{\text{flüssig}}$ und der Gültigkeit der Nernstschen Näherungsformel die Dampfdrucke des festen Benzophenons in diesem Temperaturgebiet um 11 Proz. zu niedrig gefunden waren. Bestätigt wurde dieses Resultat ferner durch die Berechnung der Schmelzwärme aus den bei 40 und 48° gemessenen Dampfdrucken der flüssigen und dem bei 40° gemessenen und um 11 Proz. erhöhten Dampfdruck der festen Phase. Es ergab sich hierbei der Wert von 4100 cal , welcher in der Mitte zwischen dem von Tammann angegebenen (4200) und den vom Verf. durch eine kalorimetrische Messung gefundenen (4000) steht.

PERCY.

Vivine Masson and L. G. F. Dolley. The Pressures of Gaseous Mixtures. Proc. Roy. Soc. London (A) **103**, 524—538, 1923, Nr. 722. [S. 1541.] VALENTINER.

Georg-Maria Schwab. Über Ozon. ZS. f. phys. Chem. **110**, 599—625, 1924. Verf. veröffentlicht zusammenfassend seine in Gemeinschaft mit Riesenfeld angestellten

Untersuchungen über Ozon, insbesondere über das Verhalten reinen Ozons, und fügt einige theoretische Erweiterungen hinzu. — Der Siedepunkt ergibt sich (Thermoelement Cu-Konstantan, Eichung Schwefelkohlenstoff und Äther) zu $-112,3^{\circ}$. Die kritische Temperatur wird in üblicher Weise in einem Metallbad zu -5° gemessen. Erschwerend tritt hier die selten zu vermeidende Wandkatalyse des Glases für den Ozonzerfall auf. — Die Flüssigkeitsdichte wird durch Mikrowägung und Kalibrierung gefüllter Kapillaren aus 6 Versuchen zu $1,71 \pm 0,05$ gemittelt. Die Wärmeausdehnung (Längenänderung eines Fadens in einer Kapillare) ergibt einen Ausdehnungskoeffizienten am Siedepunkt von 0,0025. Die aus gemessenen Flüssigkeitsdichten mit dem geraden Durchmesser extrapolierte kritische Dichte von 0,54 stimmt mit der experimentell nach der Tau- und Siedepunktmethode bestimmten überein. — Der Schmelzpunkt der sehr explosiven Kristalle (Thermoelement wie oben, Eichung flüssiger Wasserstoff und flüssiger Sauerstoff) liegt sehr tief, bei $-251,4^{\circ}$. — Im theoretischen Teil der Arbeit werden die Forderungen des Theorems der übereinstimmenden Zustände an Ozon geprüft, um eine etwaige Assoziation festzustellen. Es zeigt sich, daß Ozon dem Theorem, insbesondere dem Bykschen Quantentheorem, recht genau folgt, also nicht assoziiert ist. Es liegt im Sinne des Quantentheorems gerade an der Grenze, wo das für tief-siedende Stoffe allein gültige Quantentheorem in seinen klassischen Grenzfall ein-konvergiert, während Sauerstoff stark unklassisch ist. Die Rechnungen ergeben einen kritischen Druck von 67 Atm., der recht sicher ist. — Zum Schluß geht der Verf. auf die Konstitution des Ozonmoleküls ein. Die Kopp'sche Regel von der Additivität des Siedevolumens ist nur für die Kette $O=O=O$ erfüllt. Noch schärfer kommt dies mit Hilfe der vor längerer Zeit vom Verf. aufgestellten quantentheoretischen Additivitätsregel des kritischen Volumens zum Ausdruck.

SCHWAB.

Eskil Berg. Pressure, superheat, steam extraction and reheating as affecting power plant economy. Journ. Frankl. Inst. 197, 727—739, 1924, Nr. 6. Leicht verständliche Darstellung der verschiedenen Maßnahmen, mit denen man den Wirkungsgrad von Dampfkraftanlagen neuerdings erhöht hat. Der Einfluß jeder einzelnen Maßnahme wird durch Zahlenbeispiele und Diagramme illustriert.

MAX JAKOB.

Druckfehlerberichtigungen für Heft 21.

- S. 1479. In den vier Formeln ist α 7 mal durch das Multiplikationszeichen zu ersetzen.
- S. 1480, Z. 9 lies Ruhe statt Reihe, Z. 9 v. u. lies und statt α .
- S. 1481. In der 6. Formelzeile ist γ durch ν , in der 7. Formelzeile das letzte r durch ν , in der 9. Formelzeile r und γ durch ν zu ersetzen.
- S. 1482, Z. 1 lies $R = \psi(r)$ statt $R + \psi(r)$.
In den beiden Formelzeilen ist γ 4 mal durch ν zu ersetzen.
Im Referat Finzi, Z. 4 lies $\text{rot } v \times v$ statt $\text{rot } v \cdot v$.